

**Universidade de São Paulo  
Instituto de Física**

**Determinação dos mecanismos de reação dos  
sistemas  $^{16,18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  através do método de  
distribuição de barreiras**

*Davi da Silva Monteiro*

Dissertação apresentada  
para a obtenção do título  
de Mestre em Ciências



**Orientador:**

**Prof. Dr. Edilson Crema**

*Armando Corbani Ferraz*  
Prof. Armando Corbani Ferraz  
Presidente da Comissão de Pós Graduação

**Comissão Examinadora:**

**Prof. Dr. Edilson Crema – Universidade de São Paulo**

**Prof. Dr. Nilberto Heder Medina – Universidade de São Paulo**

**Prof. Dr. Roberto Meigikos dos Anjos – Universidade Federal Fluminense**

São Paulo  
Agosto - 2001

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo:

3570

ex. 2

539.764  
M 775d  
M  
ex. 2

### FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação  
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Monteiro, Davi da Silva

Determinação dos Mecanismos de Reação dos  
Sistemas  $^{16,18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  através do Método de  
Distribuição de Barreiras. São Paulo, 2001.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo  
Instituto de Física - Departamento de Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Edilson Crema  
Área de Concentração: Reações Nucleares e  
Espalhamento

Unitermos: 1. Fusão; 2. Quase-Elástico;  
3. Mecanismos de Reação;  
4. Distribuição de Barreiras.

USP/IF/SBI-052/2001

## *Agradecimentos*

*Agradeço em primeiro lugar ao meu orientador Prof.Dr. Edilson Crema pela orientação, dedicação e profissionalismo durante todo o trabalho.*

*Ao amigo Edilson Crema pela amizade e confiança no meu trabalho.*

*Ao Prof. Dr. Nemitalla Added, agradeço, em especial, pelas sugestões e pela ajuda nos períodos de máquina.*

*Ao Prof. Dr Olácio Dietzch pelas palavras de incentivo.*

*Ao Prof. Dr. Cláudio Mammana, pela confiança e amizade.*

*Ao Prof. Dr. Roberto Ribas, pela manutenção do sistema de aquisição de dados, indispensável para a realização deste trabalho.*

*Aos colegas do grupo Fusão de Núcleos Pesados, Sr.Rone Simões, Sr.Julian Shorto, Sr.Luis Ono, Sr.Alex Jacob e Sr.Vinicius, pela ajuda em todos os momentos deste trabalho, o meu sincero obrigado.*

*Ao Sr. José Carlos de Abreu, pela manutenção e funcionamento perfeito da fonte de íons.*

*À Sra. Wanda do laboratório de alvos, pela eficiência na confecção dos alvos.*

*Ao Sr. Messias Teodoro, pela ajuda com os equipamentos da eletrônica.*

*Aos técnicos da oficina mecânica do laboratório.*

*Às secretárias do laboratório, Sra. Rose, Sra. Clarisse e Sra. Elizabeth, que sempre foram muito prestativas, o meu sincero obrigado.*

*Ao CNPQ por financiar este projeto.*

*À minha mãe, Sra. Arminda da Silva Monteiro, e ao meu pai, Sr. Antonio Monteiro, por tudo que já fizeram por mim agradeço e dedico este trabalho.*

*À Sra. Denise Martins pelo que tem representado na minha vida.*

*À minha irmã, Sra. Regina Monteiro Furlan, pela paciência e carinho que sempre teve comigo.*

*À Sra. Márcia Attie, pela amizade e pelo incentivo.*

*À Sra. Claudia Seabra, por inúmeros motivos, em especial pela amizade.*

*Aos amigos que sempre me incentivaram : Sr. Raimundo Enoch, Sr. Leonardo Guiddi e Sra. Fabiana, Sr.Cássio Leandro e Sra. Patta, Sr. Marcelo Alves (Guaraná) e Sr. Roberto Baginski, o meu sincero obrigado.*

*À meus "irmãos", Sr. Narcélio Nakazone e Sr. Ricardo Michel, pelas décadas de amizade e pelo incentivo que sempre me deram.*

*À meus amigos e irmãos, Sr. Eduardo Tadeu e Sr. Clinton Pereira, pela amizade e apoio incondicional que sempre me deram.*

## *Resumo*

No acelerador Pelletron do Laboratório Aberto de Física Nuclear da USP, as funções de excitação quase-elásticas para os sistemas  $^{16,18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  foram medidas com grande precisão e com passos de energia pequenos para que suas respectivas distribuições de barreiras pudessem ser obtidas pelo método da primeira derivada. Através da comparação entre a distribuição de barreiras experimental e cálculos de canais acoplados, verificou-se que a transferência (*stripping*) de 2 nêutrons no caso do sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  é fundamental para se explicar a forma da distribuição de barreiras, enquanto que no caso do sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  as excitações inelásticas em baixa energia (vibração de quadrupolo e octupolo) do  $^{92}\text{Mo}$  exercem grande influência na estrutura da distribuição de barreiras, além da transferência de uma alfa (*stripping*). Os cálculos teóricos de canais acoplados mostraram excelente concordância com os dados experimentais, evidenciando-se uma importante dependência isotópica do projétil na distribuição de barreiras.

## Abstract

Precise quasi-elastic scattering excitation functions have been measured for the systems  $^{16,18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  at energies near the Coulomb barrier. The quasi-elastic excitation functions have been differentiated with respect to energy by the point difference approximation and the barrier distributions deduced. The experimental barrier distributions were compared with coupled channels calculations. These calculations showed that the two neutron stripping in the system  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  is very important for describing the general structures while for the  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  system, the low-lying inelastic excitations of the target become more important.

# Índice

<b>1 Motivação</b>	1
1.1 Motivação.....	2
<b>2 Introdução Teórica</b>	5
2.1 Modelo de Wong para cálculo da seção de choque de fusão.....	6
2.2 Interações entre núcleos.....	9
2.3 Motivação para se utilizar uma abordagem de canais acoplados.....	10
2.3.1 Acoplamento Vibracional.....	14
2.3.2 Acoplamento Rotacional.....	15
2.3.3 Acoplamento de transferência.....	15
2.4 Representações da distribuição de barreira para a fusão e para o espalhamento quase-elástico.....	16
2.5 Seções de choque experimentais.....	18
2.6 Extração da distribuição de barreiras a partir dos dados experimentais.....	19
<b>3 Resultados Experimentais</b>	21
3.1 Experimentos.....	22
3.2 Montagem da eletrônica e programas de aquisição.....	25
3.3 Resultados experimentais.....	28
<b>4 Análise dos dados</b>	43

4.1 Comparação com o modelo de Wong.....	44
4.2 Cálculo de canais acoplados para o sistema $^{16}\text{O}+^{92}\text{Mo}$ .....	48
4.2.1 Determinação do potencial nuclear.....	48
4.2.2 Excitações inelásticas do projétil.....	50
4.2.3 Excitações inelásticas do alvo.....	52
4.2.4 Reações de transferência.....	57
4.3 Cálculo de canais acoplados para o sistema $^{18}\text{O}+^{92}\text{Mo}$ .....	60
4.3.1 Determinação do potencial nuclear.....	60
4.3.2 Excitações inelásticas do projétil.....	62
4.3.3 Excitações inelásticas do alvo.....	64
4.3.4 Reações de transferência.....	69
<b>5 Discussão dos resultados</b>	<b>72</b>
<b>6 Conclusões</b>	<b>76</b>
<b>Referências</b>	<b>78</b>

## 1.1. Motivação

Nos últimos anos, a literatura sobre a motivação propôs para se obter as distribuições de barreiras de estado, por exemplo, em sistemas de reação (12). Esses modelos tem sido aplicados ao estudo de reações químicas, e em particular, grande número de observações satisfactorias (13-15). A teoria de estado de transição (16) da teoria de choque de estado (17) da teoria de estado de transição (18) e a teoria de estado de transição de reação (19) tem sido aplicadas para explicar as observações. A teoria de estado de transição (16) tem sido aplicada para explicar as observações (16), e a teoria de estado de transição (17) tem sido aplicada para explicar as observações (17). A teoria de estado de transição (18) tem sido aplicada para explicar as observações (18), e a teoria de estado de transição (19) tem sido aplicada para explicar as observações (19).

# Capítulo 1

## Motivação

## 1.1. Motivação

Nos últimos anos, alguns métodos foram propostos para se obter as distribuições de barreira de fusão para reações entre íons pesados[1,2]. Esses métodos têm sido aplicados ao estudo de vários sistemas (reações), motivado por um grande número de observações interessantes [3-6, 9,15], como o favorecimento (*enhancement*) da seção de choque de fusão abaixo da barreira Coulombiana, e sua correlação com a seção de choque de reação direta total. No quadro atual da física de íons pesados, o estudo das distribuições de barreira tem se mostrado um teste importante para os modelos que tentam explicar esse favorecimento. A comparação com os dados experimentais mostrou que uma única barreira [16], ou um grau de liberdade, tem dificuldade para dar conta dos favorecimentos observados na fusão sub-coulombiana. Para remover essa dificuldade do modelo de penetração de barreira simples, algumas modificações foram feitas, como por exemplo introduzir alterações na barreira para levar em conta também os efeitos de vibração de quadrupolo e octupolo em baixas energias [9,10,38]. Outras abordagens levam em conta também as deformações estáticas ou formação de "pescoço"[12], mas em nenhum caso o modelo de penetração de barreira tradicional consegue explicar simultaneamente a fusão acima e abaixo da barreira Coulombiana, e menos ainda os dados devido a espalhamento elástico e inelástico. Por outro lado, alguns cálculos utilizando teoria de canais acoplados[6,7,8,26] tentam explicar o favorecimento da seção de choque observado na região abaixo da barreira considerando o acoplamento do estado fundamental com alguns canais de reação, como os inelásticos e transferências de nucleons. O método de canais

acoplados descreve as reações entre íons pesados de uma maneira unificada, calculando seções de choque para todos os canais incluídos especificamente no cálculo.

O método de distribuição de barreiras[1] tem se mostrado muito mais sensível do que a função de excitação, e se tornou um poderoso instrumento para testar esses modelos teóricos e, mais importante, evidenciar as características de estrutura nuclear que mais influenciam a dinâmica de reações de um sistema.

Foi mostrado recentemente [3,4] que uma representação de distribuição de barreiras pode ser extraída da seção de choque diferencial do espalhamento quase-elástico medida em ângulos traseiros. Isso requer uma diferenciação simples da seção de choque obtida, com passos de energia pequenos, dividida pela seção de choque de Rutherford,

$$D_{qel}(E) = - d(d\sigma_{qel}/d\sigma_R) / dE \quad (1.1)$$

Uma vantagem desse processo com relação a extração da distribuição de barreiras dos dados da fusão é a possibilidade de se obter pequenas incertezas experimentais, particularmente em energias acima da barreira, haja visto que a razão  $d\sigma_{qel}/d\sigma_R$  diminui rapidamente com o aumento da energia, e as incertezas independem da energia.

Medidas para os sistemas  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ ,  $^{144,154}\text{Sm}$ ,  $^{186}\text{W}$ ,  $^{40}\text{Ca} + ^{90,96}\text{Zr}$  [4,5,14], mostraram que as características gerais da distribuição de barreira de fusão são mantidas em representações de barreiras obtidas do espalhamento quase-elástico. Ao contrário da fusão, o espalhamento elástico e o espalhamento quase-elástico são sensíveis à

fase. Isso poderia dificultar a interpretação das distribuições de barreira medidas nesses canais. É significativo, contudo, que os dados mostram uma forte relação entre  $D_{\text{qel}}$ ,  $D_{\text{el}}$  e  $D_{\text{exp}}$  como é esperado no quadro de canais acoplados. Seria interessante comparar essas representações para sistemas que possuem valor do produto  $Z_1Z_2$  alto com uma estrutura de barreira pronunciada em largo intervalo de energia.

O presente trabalho tem por motivação principal medir dois sistemas assimétricos com relação a massa,  $^{16,18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ , e levantar a distribuição de barreiras a partir do espalhamento quase-elástico. Os dois sistemas são importantes, e tem grande relevância para o estudo das reações entre íons pesados, por possuírem o produto  $Z_1Z_2$  relativamente alto (336), o que permitiria colocar em evidência eventuais barreiras dos processos inelásticos, os quais dependem de  $Z_1Z_2 \beta R$ [15]. Por outro lado, e talvez mais importante, é a possibilidade de testar o efeito da transferência de nêutrons, pois enquanto o  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  possui todos os canais de transferência com  $Q$  negativos o  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  apresenta canais de transferência (*stripping*) de nêutrons com  $Q$  positivo. Apesar desses processos não dependerem apenas do valor de  $Q$ , a grande diferença de energia deve produzir efeitos diversos. Sendo assim, a comparação desses dois sistemas poderia fornecer informações importantes sobre o acoplamento da transferência de nêutrons com o canal elástico.

## Introdução Teórica

## 3.1. Modelo de Wang para cálculo da seção de choque de fusão

Em 1993, C.Y. Wang [1] desenvolveu um modelo para a seção de choque de reação utilizando um potencial de interação de longo alcance baseado no potencial de Yukawa.

A reação de fusão é dada por:

$$D + T \rightarrow \alpha + n \quad (3.1)$$

onde  $D$  é o deutério,  $T$  o trítio,  $\alpha$  o hélio e  $n$  o nêutron. A seção de choque de fusão para a reação (3.1) é dada por:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \exp\left(-\frac{C}{E}\right) \quad (3.2)$$

## Capítulo 2

### Introdução Teórica

Este capítulo apresenta a introdução teórica do modelo de Wang para a seção de choque de fusão. Será dada a expressão da seção de choque de fusão  $\sigma(E)$  para a reação de fusão de deutério e trítio e dada pela fórmula de Wang [1].

## 2.1. Modelo de Wong para cálculo da secção de choque de fusão

Em 1973, C.Y.Wong [16] sugeriu uma expressão para a secção de choque de reação utilizando um potencial harmônico invertido como um modelo para a barreira do potencial coulombiano

A secção de choque de fusão é representada pela equação abaixo:

$$\sigma_{\text{fus}} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)T_l \equiv \pi\lambda^2 \sum_l \sigma_l \quad (2.1)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda assintótico e  $T_l$  é o coeficiente de transmissão da barreira para a onda parcial  $l$ .

Para a aproximação na qual o  $T_l$  for do tipo de corte abrupto (*sharp cutoff*), teremos a situação em que:

$$T_l = \begin{cases} 1, & l \leq l_0 \\ 0, & l > l_0 \end{cases} \quad (2.2)$$

$$\sigma_{\text{fus}} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{l_0} (2l+1) = \pi\lambda^2 (l_0 + 1)^2$$

Se mudarmos  $T_l$  para a probabilidade de absorção de uma barreira parabólica invertida, obteremos a equação de Wong para a secção de choque. Então, para uma dada energia  $E$ , a probabilidade de absorção  $P(l, E)$  para a absorção da  $l$ -ésima onda parcial é dada pela fórmula de Hill-Wheeler:

$$P(l, E) = \{1 + \exp[2\pi(B - E) / \hbar\omega_l]\}^{-1} \quad (2.3)$$

onde  $B$  é a altura da barreira.

Assim, a secção de choque de fusão é:

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l \frac{2l+1}{1 + \exp[2\pi(B - E) / \hbar\omega]} \quad (2.4)$$

Supondo, por simplicidade, que ambos os núcleos sejam esféricos, o potencial efetivo de reação pode ser escrito como:

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R_1 - R_2) / a]} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (2.5)$$

onde  $R_1$  e  $R_2$  são os raios dos núcleos e  $\mu$  é a massa reduzida. A barreira de interação para a  $l$ -ésima onda parcial é:

$$B_l = V(R_l) \quad (2.6)$$

e portanto,

$$\left[ \frac{dV(r)}{dr} \right]_{R_l} = 0. \quad (2.7)$$

e

$$\hbar\omega_l = \hbar \left[ \frac{d^2 V(r)}{dr^2} \Big|_{R_0} \frac{1}{\mu} \right]^{1/2} \quad (2.8)$$

No caso de reações entre íons pesados, podemos transformar a soma da eq.(2.1) em uma integral e, com outras pequenas alterações, obtemos, para núcleos esféricos:

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \left( \frac{R_0^2 \hbar\omega_0}{2E} \right) \ln \left\{ 1 + \exp \left[ 2\pi(E - B) / \hbar\omega_0 \right] \right\} \quad (2.9)$$

Para grandes valores de  $E$ , ou seja,  $E \gg B$ , o resultado acima reduz à fórmula bem conhecida da aproximação clássica:

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \pi R_0^2 (1 - B/E) \quad (2.10)$$

Já para o caso em que temos  $E \ll B$ , ou seja, energias baixas, a secção de choque de fusão será:

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \frac{\hbar\omega_0 R_0^2}{2E} \exp \left[ -\frac{2\pi}{\hbar\omega_0} (B - E) \right] \quad (2.11)$$

A expressão acima representa justamente, em primeira aproximação, a secção de choque de fusão para energias abaixo da barreira coulombiana.

Podemos fazer uma generalização para núcleos deformados, onde a influência da deformação não pode ser desprezada. Para isso deve-se acrescentar o parâmetro de

deformação em ordens superiores do potencial nuclear e coulombiano, bem como definir um ângulo de orientação dos núcleos com respeito ao eixo de colisão

## 2.2 Interações entre núcleos

Uma maneira mais rigorosa de resolver o problema do espalhamento é fazer um tratamento quântico completo sem as aproximações de Wong. Nesse contexto, a descrição mais completa deve levar em conta não somente a distância entre os centros de massa (projétil-alvo), mas também outros graus de liberdade intrínsecos ao sistema. Alguma hipótese deve ser feita a respeito da natureza da interação. O segundo passo nessa investigação é a inclusão das propriedades dos sistemas microscópicos. Para isso, é necessário resolver a equação de Schrödinger com uma Hamiltoniana de muitos graus de liberdade interagindo. Uma vez que a solução exata é impossível de ser obtida, modelos são desenvolvidos para se obter uma solução aproximada. Esses modelos visam reproduzir os aspectos principais do sistema.

Chamando de  $\xi$  o conjunto de coordenadas do modelo e  $H(\xi)$  a Hamiltoniana correspondente, os estados estacionários  $\varphi_\alpha(\xi)$  são dados pela equação

$$H(\xi) \varphi_\alpha(\xi) = E_\alpha \varphi_\alpha(\xi) \quad (2.12)$$

Desprezando os graus de liberdade internos do projétil, o sistema é descrito por um conjunto de coordenadas  $\{\xi, r\}$  e a Hamiltoniana total é

$$H(r, \xi) = T_r - H(\xi) - V(r, \xi) \quad (2.13)$$

Onde  $r$  é o vetor de separação projétil – alvo ,  $T_r$  é o operador de energia cinética correspondente e  $V(r, \xi)$  é a interação (acoplamento) de  $r$  com os graus internos de liberdade.

A caracterização do estado final do sistema requer o estado do movimento relativo e também os números quânticos intrínsecos ( $\alpha$ ). Esses são os chamados canais de reação. O canal mais importante da reação é o canal elástico, que corresponde ao estado fundamental ,  $\alpha = 0$ . Abaixo segue uma lista dos canais mais importantes:

a) Canal elástico: nesse caso a colisão não produz excitação intrínseca. Como o processo de colisão conserva a energia total, a energia cinética do movimento relativo não é alterada.

b) Canais inelásticos: são aqueles onde o projétil e o alvo mantêm suas identidades , mas um deles ( ou ambos ) participantes da colisão é (são) excitado(s) a uma energia  $E_\alpha$ . Em colisões inelásticas , parte da energia cinética do movimento relativo vai para a excitação intrínseca. Espalhamento inelástico pode ser caracterizado pela redução da energia cinética do projétil emergente ou detecção da desexcitação (usualmente emissão de fótons)

c) Canais de transferência : é o nome do canal usado para estados onde ocorre transferência de nucleons entre projétil e o alvo.

d) Fusão : neste caso o sistema projétil – alvo se funde completamente levando a formação de um núcleo composto.

### **2.3. Motivação para se utilizar uma abordagem de canais acoplados**

Colisões entre íons pesados são tipicamente caracterizadas pela presença de muitos canais de reação abertos. Em energias próximas e abaixo da barreira coulombiana, os

processos principais são: o espalhamento elástico, a excitação inelástica, a transferência de um ou mais nucleons e reação de fusão completa. Análises tradicionais têm tratado esses processos mais ou menos independentemente. O espalhamento elástico é tratado usando um potencial óptico complexo, onde a parte imaginária leva em conta explicitamente os outros canais de reação. As reações de transferência e excitações inelásticas são consideradas, então, como perturbações sobre o espalhamento elástico utilizando a aproximação de Born de onda distorcida. A reação de fusão, por outro lado tem sido descrita através de um modelo unidimensional de penetração de barreira, uma barreira de potencial real .

Recentemente, um quadro mais compreensivo tem sido desenvolvido[13], no qual os processos principais são tratados simultaneamente usando uma abordagem de canais acoplados. O ponto de partida aqui é unicamente um potencial real que descreve o espalhamento elástico. Acoplamentos são introduzidos, então, para descrever as excitações inelásticas e as reações de transferência. O processo de fusão é descrito impondo condições de contorno em todos os canais.

A abordagem de canais acoplados é, não somente mais satisfatória de um ponto de vista teórico , mas é necessária para se explicar uma série de novos dados que têm surgido na literatura. Para estudar a influência das excitações inelásticas e reações de transferência sobre a fusão completa é estritamente necessário fazer cálculos de canais acoplados. Outro efeito dinâmico que tem sido enfatizado recentemente é a dependência em energia do potencial óptico próximo a barreira coulombiana. Os acoplamentos de segunda ordem para transferência de uma partícula desempenham um papel importante nesse fenômeno. Até hoje existem poucas referências de cálculos de canais acoplados que levam em conta todos os canais principais das colisões entre íons pesados.

Para os cálculos de canais acoplados usamos o código CCFULL [29]. Este programa foi desenvolvido, justamente, pela necessidade de se analisar dados experimentais de fusão de alta precisão. Ele resolve as equações de canais acoplados para calcular a secção de choque de fusão e o momento angular médio dos núcleos compostos.

O CCFULL também trata acoplamentos vibracionais no limite harmônico e acoplamento rotacional como um rotor puro. Existem algumas restrições, tais como  $Z_p + Z_A > 12$  e  $Z_p Z_A < 1800$ . Estamos, portanto, operando numa região garantida.

O CCFULL usa aproximação isocentrífuga, ou seja, o momento angular do movimento relativo em cada canal pode ser aproximado pelo momento angular total  $J$ , em outras palavras, reflete a conservação do momento total. Isto é uma boa aproximação para reações dentre íons pesados. Assim, a equação de canais acoplados é:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V_N^{(0)}(r) + \frac{Z_p Z_A e^2}{r} + \varepsilon_n - E \right] \psi_n(r) + \sum_m V_{nm}(r) \psi_m(r) = 0 \quad (2.14)$$

onde,

$r$  é a componente radial;

$\mu$  é a massa reduzida;

$E$  é a energia de bombardeamento no centro de massa;

$\varepsilon_n$  é a energia de excitação para o  $n$ -ésimo canal.

$V_{nm}$  são os elementos de matriz da Hamiltoniana acoplada, que no modelo coletivo consiste das componentes nuclear e Coulombiana.

$V_N^{(0)}$  é o potencial nuclear de *Woods-Saxon* no canal de entrada:

$$V_N^{(0)}(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{(r-R_0)}{a}\right]}, \quad R_0 = r_0 \left( A_p^{1/3} + A_T^{1/3} \right) \quad (2.15)$$

### 3.3.1. Amplitudes Vibracionais

As equações de canais acoplados são resolvidas impondo as condições de contorno que existem apenas ondas incidentes em  $r = r_{min}$ . Como o método de *Runge-Kutta* não resolve eficientemente equações diferenciais de segunda ordem, o código usa o método Numerov modificado.

A solução das equações de canais acoplados é dada como uma combinação linear de  $\chi_{nm}$ :

$$\psi_m(r) = \sum_n T_n \chi_{nm}(r) \quad (2.16)$$

onde,  $\chi_{nm}$  é a função de onda do m-ésimo canal. Mas,

$$\sum_n T_n C_{nm} = \delta_{m,0} \quad (2.17)$$

Os coeficientes de transmissão são finalmente obtidos por:

$$T_n = (C^{-1})_{n0} \quad (2.18)$$

A penetrabilidade é:

$$P_J(E) = \sum_n \frac{k_n(r_{min})}{k_0} |T_n|^2 \quad (2.19)$$

A secção de choque de fusão e o momento angular médio dos núcleos compostos são calculados por:

$$\begin{aligned} \sigma_{fus}(E) &= \sum_J \sigma_J(E) = \frac{\pi}{k_0^2} \sum_J (2J+1) P_J, \\ \langle l \rangle &= \frac{\sum_J J \sigma_J(E)}{\sum_J \sigma_J(E)} = \frac{\sum_J J(2J+1) P_J}{\sum_J (2J+1) P_J}, \end{aligned} \quad (2.20)$$

### 2.3.1. Acoplamento Vibracional

O acoplamento vibracional é desenvolvido para os casos em que a vibração pode ser aproximada por um oscilador harmônico. O acoplamento nuclear para o caso vibracional é:

$$V_N(r, \hat{O}) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{(r - R_0 - \hat{O})}{a}\right]}, \quad (2.21)$$

onde, o operador  $\hat{O}$  é:

$$\hat{O} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} R_T (a_{\lambda 0}^\dagger + a_{\lambda 0}) \quad (2.22)$$

onde  $\lambda$  é a multipolaridade do modo vibracional e  $a_{\lambda 0}^\dagger$  ( $a_{\lambda 0}$ ) é o operador de criação (aniquilação) do fônon. O elemento de matriz desse operador entre o n-ésimo e o m-ésimo estados de fônons é dado por:

$$\hat{O}_{nm} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} R_T (\sqrt{m}\delta_{n,m-1} + \sqrt{n}\delta_{n,m+1}) \quad (2.23)$$

Assim, as matrizes de acoplamento nuclear e coulombiano são apresentadas abaixo:

$$V_{nm}^{(N)} = \langle n | V_N(r, \hat{O}) | m \rangle - V_N^{(0)}(r) \delta_{n,m} \quad (2.24)$$

$$V_{nm}^{(C)}(r) = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} \frac{3}{2\lambda + 1} Z_p Z_T e^2 \frac{R_T^\lambda}{r^{\lambda+1}} (\sqrt{m}\delta_{n,m-1} + \sqrt{n}\delta_{n,m+1}) \quad (2.25)$$

O elemento de matriz de acoplamento total é dado pela soma de  $V_{nm}^{(N)}$  e  $V_{nm}^{(C)}$ .

### 2.3.2. Acoplamento Rotacional

Para o acoplamento rotacional, a Hamiltoniana de acoplamento nuclear pode ser generalizada por uma mudança no raio  $R_0$  do potencial nuclear dada pela equação (2.15):

$$R_0 \rightarrow R_0 + \hat{O} = R_0 + \beta_2 R_T Y_{20} + \beta_4 R_T Y_{40}, \quad (2.26)$$

onde  $\beta_2$  e  $\beta_4$  são os parâmetros de deformação de quadrupolo e hexadecapolo do alvo, respectivamente. Assim, o potencial de acoplamento fica idêntico a equação (2.24).

Fazendo um desenvolvimento análogo ao realizado no acoplamento vibracional, teremos que os elementos de matriz de acoplamento nuclear e coulombiano são:

$$V_{nm}^{(N)} = \langle n | V_N(r, \hat{O}) | m \rangle - V_N^{(0)}(r) \delta_{n,m} \quad (2.27)$$

$$V_{nm}^{(C)}(r) = \frac{3Z_P Z_T R_T^2}{5 r^3} \sqrt{\frac{5(2I+1)(2I'+1)}{4\pi}} \left( \beta_2 + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_2^2 \right) \begin{pmatrix} I & 2 & I' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 + \quad (2.28)$$

$$+ \frac{3Z_P Z_T R_T^4}{9 r^5} \sqrt{\frac{9(2I+1)(2I'+1)}{4\pi}} \left( \beta_4 + \frac{9}{7} \beta_4^2 \right) \begin{pmatrix} I & 4 & I' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2$$

Novamente, o elemento de matriz de acoplamento total é dado pela soma de  $V_{nm}^{(N)}$  e  $V_{nm}^{(C)}$ .

### 2.3.3. Acoplamento de transferência

O CCFULL calcula as transferências de nucleons entre os estados fundamentais, através de um fator de forma macroscópico dado por:

$$F_{transf}(r) = F_t \frac{dV_N^{(0)}}{dr}, \quad (2.29)$$

onde  $F_t$  é o peso do acoplamento.

## 2.4. Representações da distribuição de barreira para a fusão e para o espalhamento quase-elástico

Num quadro puramente clássico, no qual os projéteis incidentes num alvo podem ser elasticamente espalhados ou sofrer a fusão, existe uma relação direta entre a seção de choque de fusão e a seção de choque diferencial do espalhamento elástico, de modo que, qualquer perda para o canal elástico contribui diretamente para a fusão. A razão  $d\sigma^{el}/d\sigma^{Ruth}$  (E) no ângulo de  $180^\circ$  é igual ao coeficiente de reflexão  $R_0$  para momento angular  $l = 0$ . Já foi mostrado[32] que o coeficiente de transmissão correspondente,  $T_0$ , pode ser expresso em termos da seção de choque de fusão  $\sigma^f$ :

$$T_0 = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d(\sigma^f E)}{dE} \quad (2.30)$$

onde  $R$  é o raio de fusão. A diferencial dessa equação, com relação a  $E$ , representa a distribuição de barreiras  $D^f(E)$  do sistema, dada por:

$$D^f(E) \equiv \frac{dT_0}{dE} = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2(\sigma^f E)}{dE^2} \quad (2.31)$$

que, no caso clássico, é uma função  $\delta$ . No caso quântico a equação 2.31 também é válida, mas, em razão do tunelamento, a função  $\delta$  é substituída por uma função gaussiana de largura  $\approx 2$  MeV [1]. Como  $T_0 = 1 - R_0$  segue que

$$D^f(E) \equiv \frac{dT_0}{dE} = -\frac{dR_0}{dE} = -\frac{d}{dE} \left( \frac{d\sigma^{el}}{d\sigma^{Ruth}} \right) \equiv D^{el}(E) \quad (2.32)$$

Não é aparentemente imediato que as derivações acima possam ser estendidas a situações em que várias barreiras estão envolvidas. Reações com barreiras múltiplas podem ser aproximadas por um modelo de canais acoplados que considera acoplamentos de um número finito de estados desprezando suas energias de excitação (aproximação adiabática) e usando a aproximação isocentrífuga [13]. Nesse limite, introduzimos pesos ( $W_\alpha$ ) aos canais, de modo que  $\sum_\alpha W_\alpha = 1$ , assim a distribuição de barreiras fica:

$$D^f(E) = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2(\sigma^f E)}{dE^2} = \sum_\alpha W_\alpha \frac{d^2(\sigma_\alpha^f E)}{dE^2} = \sum_\alpha W_\alpha D^f_\alpha \quad (2.33)$$

Dentro desse quadro, usando as aproximações adiabática e isocentrífuga podemos definir a seção de choque diferencial, para o espalhamento quase elástico, como a soma das contribuições dos canais elásticos e inelásticos,

$$\frac{d\sigma^{qel}}{d\sigma^{Ruth}} = \frac{d\sigma^{el}}{d\sigma^{Ruth}} + \sum_{inel} \frac{d\sigma^{inel}}{d\sigma^{Ruth}} = \sum_\alpha W_\alpha \frac{d\sigma_\alpha^{el}}{d\sigma^{Ruth}} \quad (2.34)$$

e, analogamente à equação 2.33 chegar a

$$D^{qel}(E) \equiv -\frac{d}{dE} \left( \frac{d\sigma^{qel}}{d\sigma^{Ruth}} \right) = \sum_\alpha W_\alpha D^{el}_\alpha \quad (2.35)$$

que define a distribuição de barreira em termos do espalhamento quase-elástico.

## 2.5. Seções de choque experimentais

Consideremos o espalhamento de um feixe de partículas por um alvo. Vamos supor que o alvo contenha um número  $N$  de partículas idênticas, e que o feixe paralelo de partículas, todas com a mesma massa e velocidade, tenha um fluxo de  $f$  partículas, cruzando a unidade de área na unidade de tempo. As partículas incidentes podem ou não ser as mesmas do alvo, mas por enquanto vamos presumir que elas sejam distinguíveis, de modo que será possível instalar um detetor para contar o número de partículas espalhadas emergentes numa certa direção.

Podemos agora introduzir o conceito de seção de choque diferencial. Numa colisão qualquer, o ângulo  $\theta$  de espalhamento será determinado de algum modo pelo parâmetro de impacto  $b$ . Assim, as partículas espalhadas nos ângulos entre  $\theta$  e  $\theta + d\theta$  serão aquelas partículas incidentes que se chocam com quaisquer das partículas do alvo, com parâmetros de impacto entre os valores correspondentes  $b$  e  $b + db$ . Para encontrar o número das partículas que emergem dentro de um ângulo sólido de  $d\Omega$ , em alguma direção especificada, teremos que calcular a área da seção transversal correspondente do feixe incidente,

$$d\sigma = b db d\varphi, \quad (2.36)$$

e multiplicar pelo número de partículas  $N$  do alvo, bem como pelo fluxo  $f$ .

Se montarmos um detetor, cuja área de seção transversal seja  $dA$ , a grande distância ( $L$ ) do alvo, a razão de detecção será,

$$N = N_0 f (d\sigma/d\Omega) (dA/L^2), \quad (2.37)$$

A razão  $d\sigma/d\Omega$  é a seção de choque diferencial no referencial Lab.

## 2.6. Extração da distribuição de barreiras a partir dos dados experimentais

Seções de choque experimentais podem ser determinadas somente num número finito de energias e no caso discreto. Através dos dados experimentais da função de excitação de fusão, com pequenos passos de energia, a segunda derivada de  $\sigma E$  pode ser obtida aproximadamente das sucessivas determinações da primeira derivada através de uma fórmula de diferença entre pontos.

À energia  $(E_1 + 2E_2 + E_3) / 4$ , ela é dada por

$$\frac{d^2 \sigma E}{dE^2} = \frac{2}{(E_3 - E_1)} \left[ \frac{(\sigma E)_3 - (\sigma E)_2}{E_3 - E_2} - \frac{(\sigma E)_2 - (\sigma E)_1}{E_2 - E_1} \right] \quad (2.38)$$

onde  $(\sigma E)_i$  são calculados nas energias  $E_i$ .

Em razão desse método introduzir alguma aproximação, é essencial tratar tanto as seções de choque experimentais como as calculadas do mesmo modo quando quisermos comparar experimento e teoria. Para dados com passos de energia iguais,  $\Delta E = (E_2 - E_1) = (E_3 - E_2)$ , a expressão acima se reduz a

$$\frac{d^2\sigma E}{dE^2} = \frac{[(\sigma E)_3 - 2(\sigma E)_2 + (\sigma E)_1]}{\Delta E^2} \quad (2.39)$$

Então, o erro estatístico associado com a segunda derivada na Energia E é dada por

$$\delta_c \equiv \left( \frac{E}{\Delta E^2} \right) \left( (\delta\sigma)_1^2 + 4(\delta\sigma)_2^2 + (\delta\sigma)_3^2 \right)^{1/2} \quad (2.40)$$

o qual é proporcional à energia.

No caso da distribuição de barreiras extraída dos dados do espalhamento quase-elástico a derivada  $D_{qel}$  é dada por

$$D_{qel} = \left[ \frac{-\sigma_{qel} / \sigma_{ruth}(i+1) - \sigma_{qel} / \sigma_{ruth}(i-1)}{E(i+1) - E(i-1)} \right] \quad (2.41)$$

O erro estatístico associado é dado por

$$\delta = \left[ \delta_{\sigma / \sigma_{ruth}}(i+1) + \delta_{\sigma / \sigma_{ruth}}(i-1) \right]^{1/2} \quad (2.42)$$

## 3.1. Experimentos

As medidas deste trabalho foram feitas no acelerador Pelletron da Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Foram utilizadas fontes de  $^{18}\text{O}$  e  $^{16}\text{O}$ . Os feixes de íons foram acelerados por uma fonte de íons tipo SNICS ("Source of Negative Ion by Current-Copying"). Neste feixe utiliza-se um feixe primário de elétrons para produzir íons de uma espécie qualquer de elemento que se deseja criar (isto é, por meio de um processo chamado "chargeing"). Os íons são acelerados por um campo radio-frequência (RF) em uma cavidade ressonante, sendo acelerados para velocidades próximas da velocidade da luz.

No momento de chegada do feixe de íons ao alvo, a energia dos íons varia de até 5 MeV para íons de  $^{18}\text{O}$  e de até 4 MeV para íons de  $^{16}\text{O}$ . Na falta

# Capítulo 3

## Resultados Experimentais

de um alvo adequado, a produção de íons de uma espécie qualquer de elemento que se deseja criar (isto é, por meio de um processo chamado "chargeing"). Os íons são acelerados por um campo radio-frequência (RF) em uma cavidade ressonante, sendo acelerados para velocidades próximas da velocidade da luz.

### 3.1. Experimentos

As medidas deste trabalho foram feitas no acelerador Pelletron do Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Foram utilizados feixes de  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$ . Os íons de oxigênio a serem acelerados foram gerados por uma fonte de íons tipo SNICS (*"Source of Negative Ion by Cesium Capturing"*). Nesta fonte utiliza-se um feixe primário de césio ionizado, para extrair íons de uma pequena amostra do elemento que se deseja como feixe (processo conhecido como *"sputtering"*). Os íons são extraídos por um campo extrator de 20 kV, em seguida são focalizados e pré-acelerados para serem injetados no acelerador.

No acelerador, os íons negativos são atraídos por uma diferença de potencial de até 8 MV, para o terminal no centro da máquina, onde atingem uma folha de carbono. Na folha de carbono (*stripper*), alguns íons negativos perdem elétrons para os átomos da folha de carbono e emergem com estados de carga positivos. A distribuição dos estados de carga com que os íons de oxigênio emergem da folha de carbono depende basicamente da energia dos íons incidentes na mesma folha. Após esse processo, os íons positivos são novamente acelerados, agora por uma repulsão eletrostática. Na saída do acelerador, o feixe passa por um eletroímã analisador (ME200) que deflete o feixe de  $90^\circ$  e seleciona a energia das partículas que o atravessam. A seguir, o feixe é defletido por outro imã (*Switching Magnet*) para uma das canalizações na sala experimental. No nosso caso, utilizamos a canalização  $30^\circ$ . Durante todo o trajeto do feixe, existe um conjunto de elementos ópticos (desviadores magnéticos, quadrupolos eletrostáticos e magnéticos, fendas colimadoras, etc ) que é utilizado na focalização do feixe para maximizar sua transmissão através do acelerador. Os experimentos foram conduzidos na câmara de espalhamento  $30^\circ\text{B}$  a qual possui 1m de diâmetro. Em operação, a pressão de trabalho em seu interior é da ordem de  $10^{-6}$  torr utilizando-se uma bomba turbo molecular. Um sistema de porta-alvos, montado no centro da câmara permite a

mudança de até 4 alvos sem quebra de vácuo na mesma. Os feixes de  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$  foram fornecidos pelo acelerador com energias, variando de 39.0 Mev até 64.0 Mev no referencial do laboratório. O passo de energia utilizado foi de 0.5 Mev nesse intervalo de energias. Esse passo de energia mostrou ser adequado para se derivar a distribuição de barreiras. O alvo de  $^{92}\text{Mo}$  ( $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) foi evaporado numa folha de C de cerca de  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  e a identificação das partículas foi feita através de um detetor a gás proporcional (fig.3.1), do tipo telescópio colocado num ângulo traseiro de  $161^\circ$ . Esse telescópio foi operado utilizando P-10 (90% Argônio + 10 % $\text{CH}_4$ ) numa pressão de 30 Torr que foi mantida com fluxo constante através de um sistema de gás controlado eletronicamente (fig.3.2). Três detetores barreira de superfície foram colocados em ângulos dianteiros para a normalização dos dados em ângulos de  $-30^\circ$ ,  $+30^\circ$  e  $+45^\circ$ . Para minimizar os efeitos de histerese, um processo de reciclagem do ímã do acelerador foi feito antes das medidas como sugerido em [4]. As medidas foram feitas da energia maior para a menor. O esquema do contador proporcional [34] é mostrado na figura 3.1. O contador de  $\Delta E$  é um fio de comprimento efetivo de 69 mm, com um diâmetro da calha de 21.5 mm. Um fio de  $20 \mu\text{m}$  de tungstênio recoberto com ouro é colocado no centro (envolto) nessa calha para efeito de restringir a coleção de cargas na região de campo homogêneo. Um detetor barreira de superfície de Silício, de fabricação da *EG & G Ortec*, é colocado num dos extremos do contador proporcional para medir a energia da partícula após ela ter atravessado a região proporcional preenchida pelo gás. Um sistema eletrônico de controle de pressão e fluxo foi utilizado por razões de segurança e para garantir que a pressão fosse constante durante todo o experimento (fig.3.2). A janela de entrada utilizada era de Mylar ( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ ) com densidade de  $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Como já foi explicado acima, precisávamos ter um controle muito bom da pressão para garantir uma boa resolução. Por isso, resolvemos montar um sistema automático de controle da pressão. Lançamos mão de: um *controller 1501B*; um medidor *EMV251* e um sensor *EPS-10* de 0 a 1000mbar, todos da marca *Edward*.

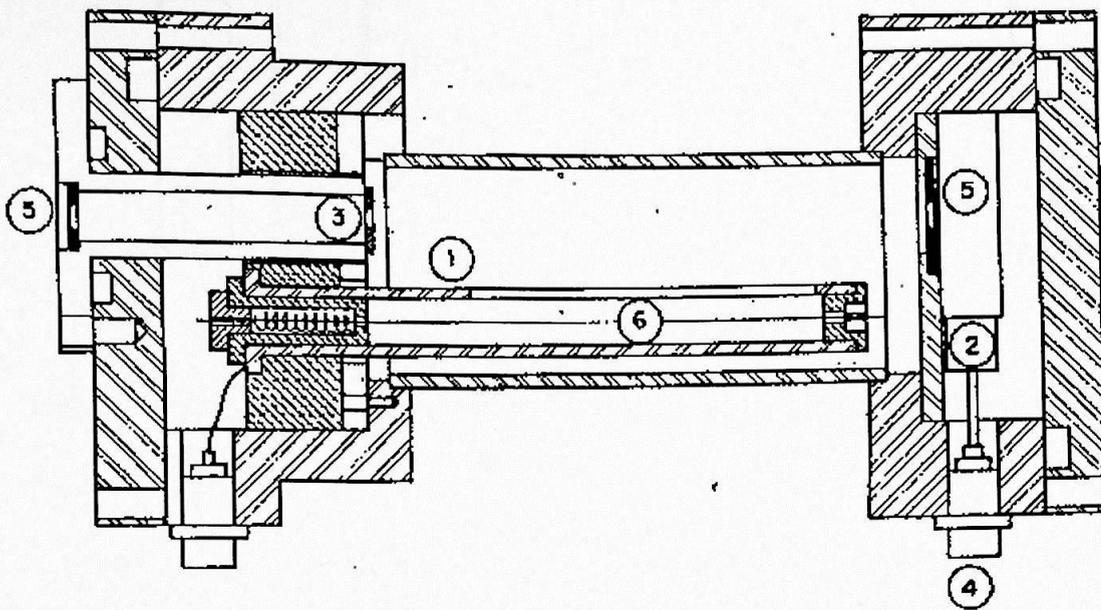


Fig.3.1 - Corte transversal do contador proporcional utilizado nos experimentos : 1.calha; 2.conexão do detetor de barreira de superfície ; 3.janela de entrada ; 4.conectores microdots ; 5.colimadores ; 6. fio.

O funcionamento do sistema, mostrado na figura 3.2, consiste em ajustar no painel do *controller 1501B* o *set point* correspondente a pressão desejada, o qual corresponde a tensão, em milivolts, fornecida pelo medidor. Posicionando o *controller* em *AUTO* o controlador comparará a tensão fornecida pelo medidor com aquela ajustada pelo *set point*; se maior, o controlador fechará a válvula solenóide de entrada do gás; se menor, abrirá a válvula, até a pressão chegar ao valor desejado.

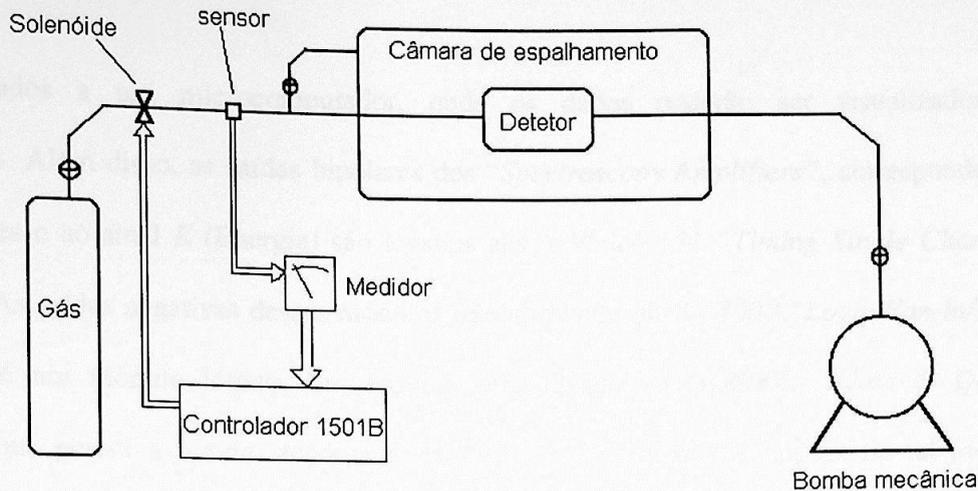


Fig.3.2 – Descrição do sistema eletrônico de controle de pressão usado nos experimentos.

### 3.2. MONTAGEM DA ELETRÔNICA E PROGRAMAS DE AQUISIÇÃO

Esta seção apresentará alguns detalhes referentes à eletrônica utilizada na aquisição dos dados, além de uma breve descrição dos programas desenvolvidos para tal fim.

O diagrama de blocos da montagem eletrônica pode ser visto na figura (3.3) e o detalhamento a seguir será feito com base nela. Os módulos eletrônicos, quando não tiver especificação contrária, são da *ORTEC*.

A alimentação dos detectores foi realizada por fontes independentes de corrente que são conectadas aos pré-amplificadores, do modelo *124*, os quais realizam o primeiro estágio de amplificação, ainda na sala de experiências. Os sinais detectados e pré-amplificados, que chamarei de sinais de dados, são levados à sala de controle do laboratório por meio de cabos coaxiais, onde sofrem uma segunda amplificação, sendo usados para este fim os amplificadores modelo *571* ou *572* (*Spectroscopy Amplifier*). Esses amplificadores possuem ajustes manuais dos ganhos e do tempo de formação do pulso (*shapping time*). As suas saídas unipolares são levadas diretamente aos ADC's (conversores analógico-digital) do *CAMAC* [22], responsáveis pela conversão destes pulsos analógicos em pulsos digitais, para

serem enviados a um microcomputador, onde os dados poderão ser visualizados e armazenados. Além disso, as saídas bipolares dos "Spectroscopy Amplifiers", correspondente aos monitores e ao sinal  $E$  (Energia) são levados aos módulos 551 "Timing Single Channel Analyzer". As saídas negativas desses módulos irão alimentar um LF4000 "Logic Fan In/Fan Out", que é um módulo lógico. Em seguida será levado ao GG8000, "Gate & Delay Generator" que gerará a *janela*, sendo que tanto o "delay" quanto a largura de tal *janela* devem ser ajustadas previamente para que os sinais estejam em "coincidência" com ele.

Os pulsos que alcançaram os ADC's são armazenados provisoriamente no CAMAC até que um "buffer" seja preenchido e, então, são transferidos ao microcomputador. Estes pulsos, ainda, só serão contabilizados caso estejam em coincidência temporal com uma *janela* de validação, ou tempo de espera, que possui uma duração de tempo, no nosso caso em torno de  $5\mu s$ . No diagrama apresentado, figura (3.3), esta *janela* entra no CAMAC tanto pelo GAI quanto pelo "Event", no "Event-Handler".

O programa utilizado para o monitoramento da aquisição foi o DAMM (Display, Analyzis and Manipulation Module) que, como o nome sugere, serve para visualizar os espectros produzidos e salvá-los. Este programa faz parte de um pacote chamado VAXPAK [48].

### 3.3. Resultados Experimentais

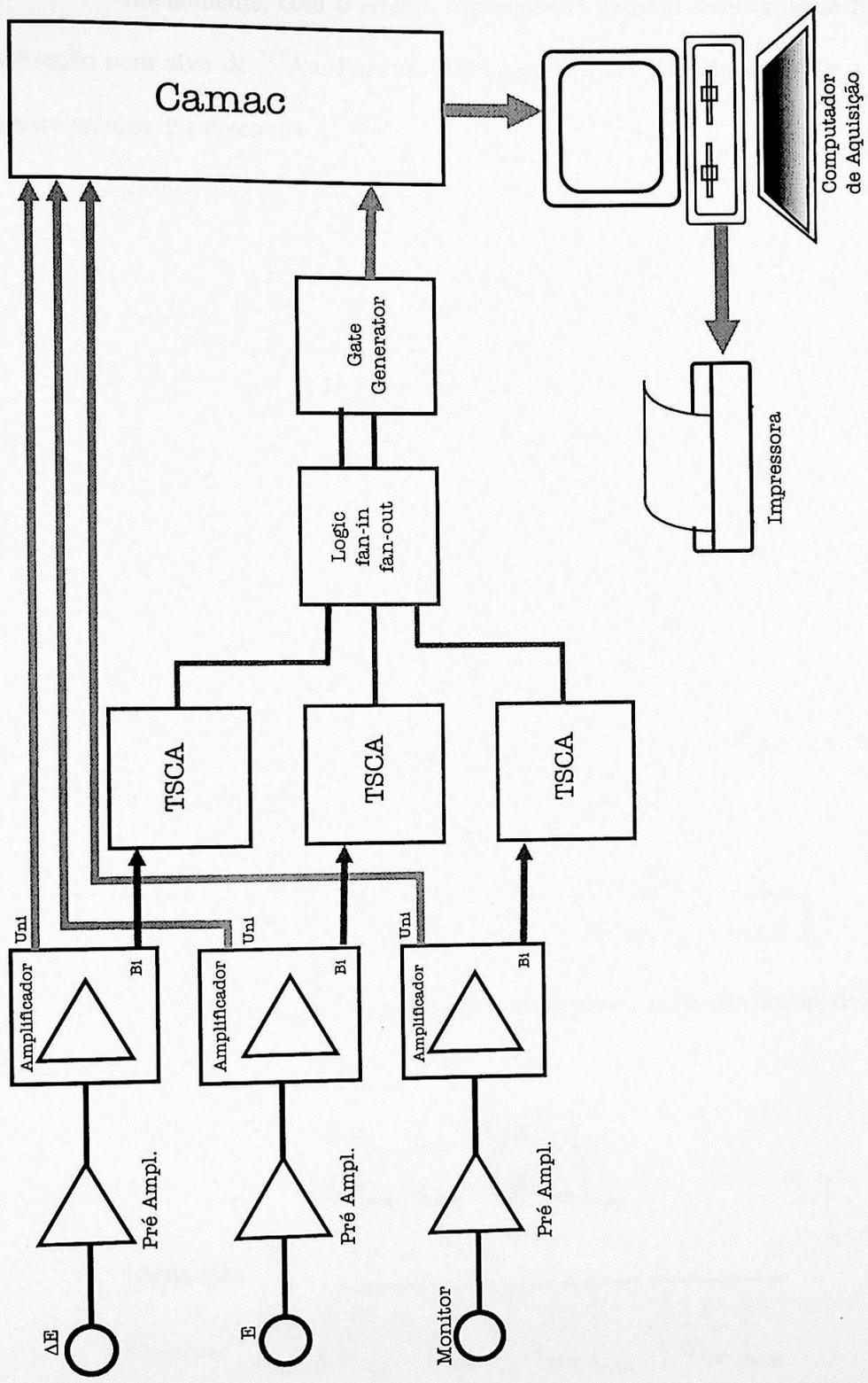


Fig.3.3 - Diagrama de blocos da eletrônica utilizada durante os experimentos

### 3.3. Resultados Experimentais

Inicialmente, com o arranjo experimental descrito anteriormente fizemos uma normalização com alvo de  $^{197}\text{Au}$ . Essa normalização tem por finalidade definir a razão entre os ângulos sólidos dos detetores.

Temos que

$$\left( \frac{N_{mon}}{N_{prop}} \right)_{norm} = \frac{N_{alvo} N_{feixe} \Delta\Omega_{mon} \sigma_{ruth}(\theta_{mon})}{N_{alvo} N_{feixe} \Delta\Omega_{prop} \sigma_{iqel}(\theta_{prop})} \quad (3.1)$$

onde  $N_{mon}$  = Número de contagens do monitor.

$N_{prop}$  = Número de contagens no detector proporcional.

A incerteza da normalização foi dada por

$$\delta_{norm} = \left( \frac{N_{mon}}{N_{prop}} \right)_{norm} \sqrt{\left( \frac{1}{N_{mon}} \right)_{norm} + \left( \frac{1}{N_{prop}} \right)_{norm}} \quad (3.2)$$

A função de excitação para o espalhamento quase elástico foi determinada através da expressão:

$$\frac{d\sigma_{qe}(E, \theta_{prop})}{d\sigma_{Ruth}} = \frac{N_{prop}(E, \theta_{prop})}{N_{mon}(E, \theta_{mon})} \left[ \frac{d\sigma_{Ruth}/d\Omega(E, \theta_{mon})}{d\sigma_{Ruth}/d\Omega(E, \theta_{prop})} \right] \frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{prop}} \quad (3.3)$$

Para encontrar as respectivas incertezas para a razão das seções de choque

temos que

$$\begin{aligned} (\delta_{mon})_{norm} &= \left( \sqrt{N_{mon}} \right)_{norm} \\ (\delta_{prop})_{norm} &= \left( \sqrt{N_{prop}} \right)_{norm} \end{aligned}$$

segue que

$$\delta_{\sigma_{qe}/\sigma_{ruth}} = \frac{\sigma_{qe}}{\sigma_{ruth}} \sqrt{\frac{1}{N_{prop}} + \frac{1}{N_{mon}} + \left( \frac{1}{N_{prop}} \right)_{norm} + \left( \frac{1}{N_{mon}} \right)_{norm}} \quad (3.4)$$

E a incerteza para a Derivada da função de excitação do espalhamento quase-elástico dada por

$$\delta_{der} = \sqrt{\delta^2_{\sigma(i+1)} + \delta^2_{\sigma(i-1)}} \quad (3.5)$$

Para permitir a comparação com o cálculo de canais acoplados, as energias foram corrigidas pela energia centrífuga, de modo que

$$E_{cent} = E \frac{\text{cosec}(\theta_{c.m.}/2) - 1}{\text{cosec}(\theta_{c.m.}/2) + 1} \quad (3.6)$$

A partir daqui serão mostrados os resultados obtidos que levaram à extração de barreiras a partir dos dados experimentais. Na figura 3.4 é mostrado um espectro biparamétrico típico do contador proporcional (E -ΔE). Esse espectro foi obtido para a energia de 56 MeV(Lab) do espalhamento  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ . A resolução em ΔE nos permite uma perfeita separação dos elementos detectados: Z= 6, 7, 8, 9 e 10. Além disso, percebemos alguns eventos com energia superior ao espalhamento elástico que foram identificados como a transferência de nêutrons com Q positivo. Foi feita uma calibração em energia do espectro em energia utilizando o deslocamento do pico principal dessa região (Z=8), que é devido ao espalhamento puramente elástico, e verificou-se que esse deslocamento apresenta um comportamento linear com a energia (fig.3.5). Na figura 3.6 é exibido um espectro típico de contagens X canal de um dos monitores utilizados para normalização das medidas durante os experimentos. O pico, bem definido, atesta a qualidade do feixe, monoenergético, com pouca degeneração da energia.

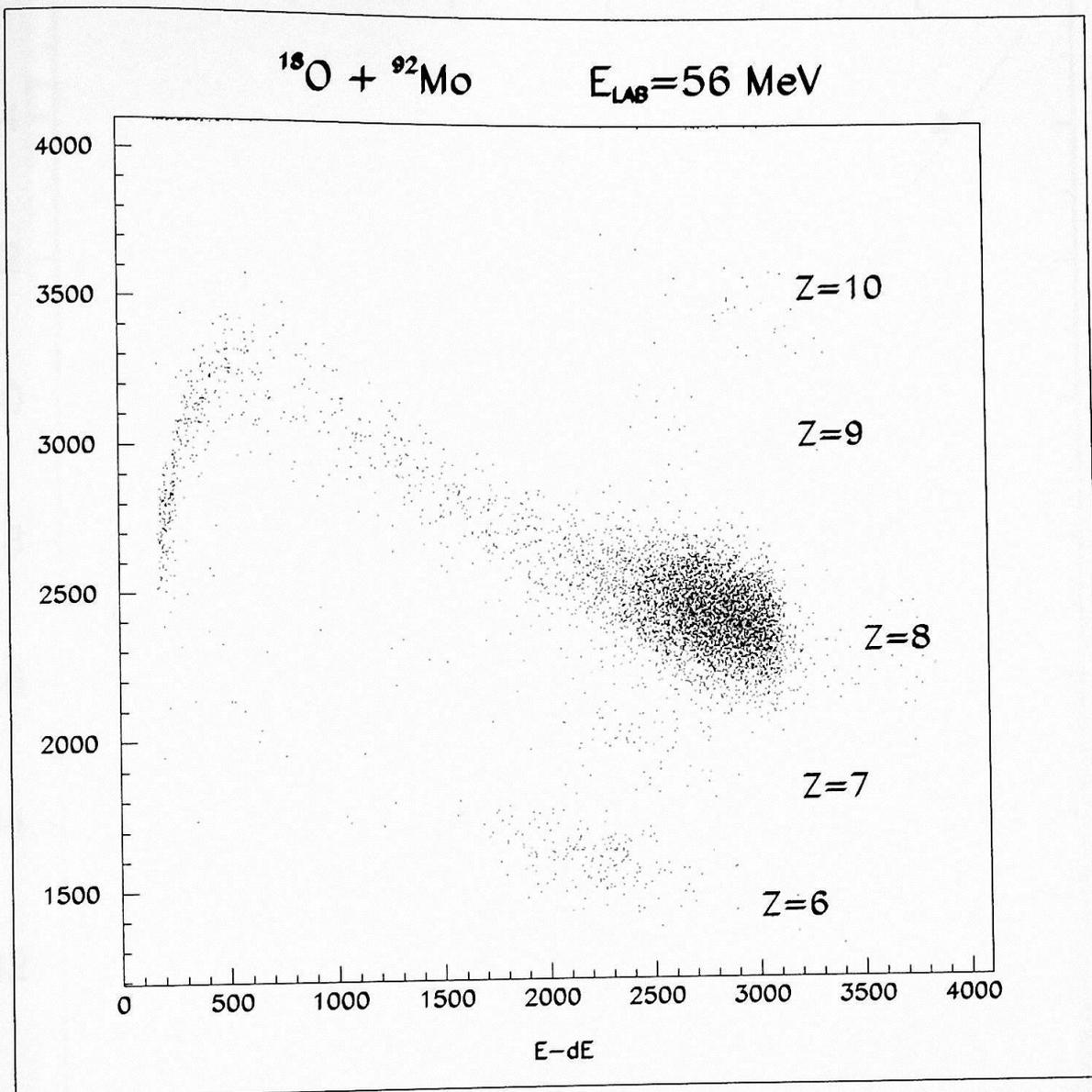


Fig.3.4 – Espectro biparamétrico típico do contador proporcional ( $E - \Delta E$ ), evidenciando a separação entre os diferentes elementos ( $Z=6, 7, 8, 9, 10$ )

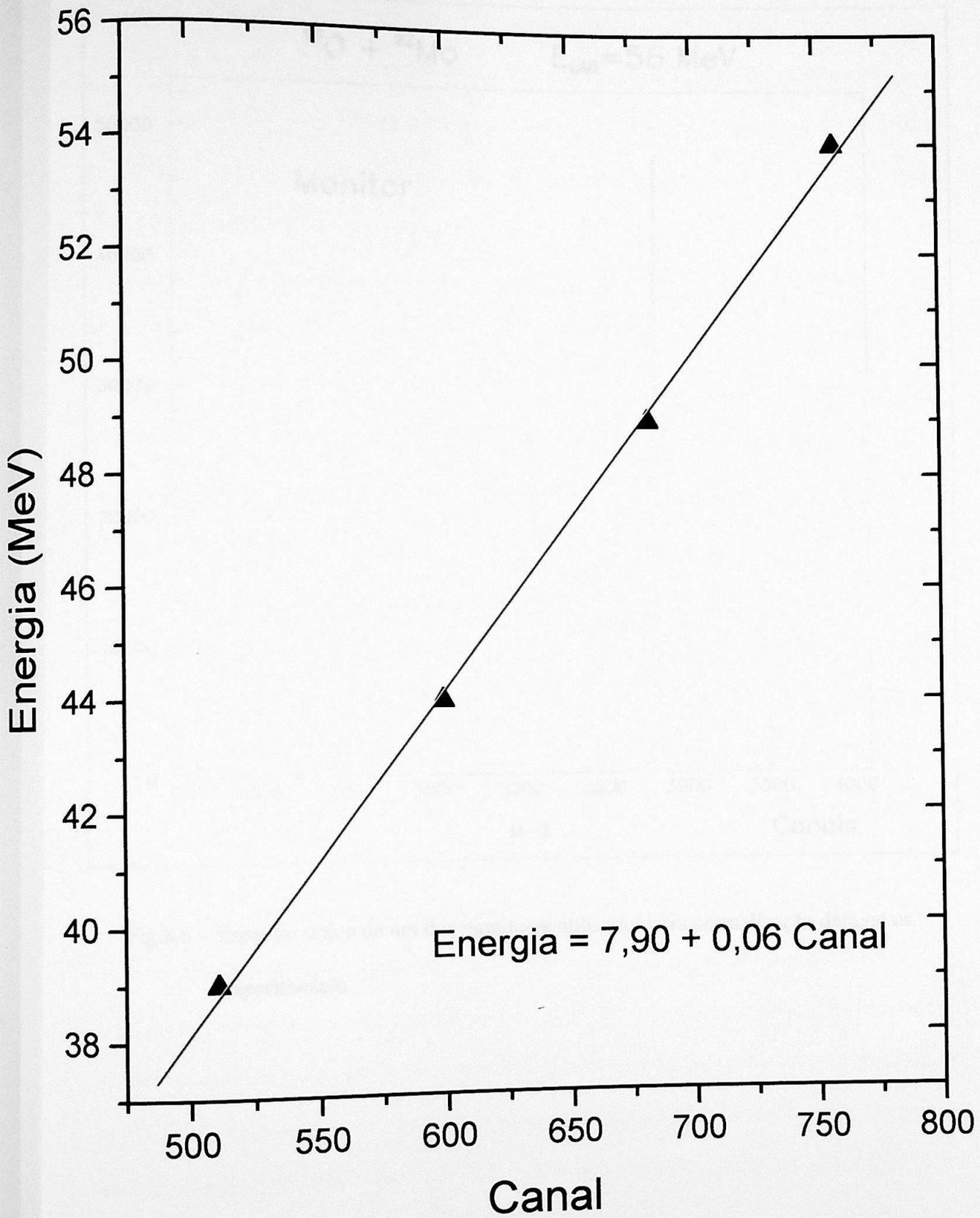


Fig.3.5 - Calibração em energia do espalhamento elástico.

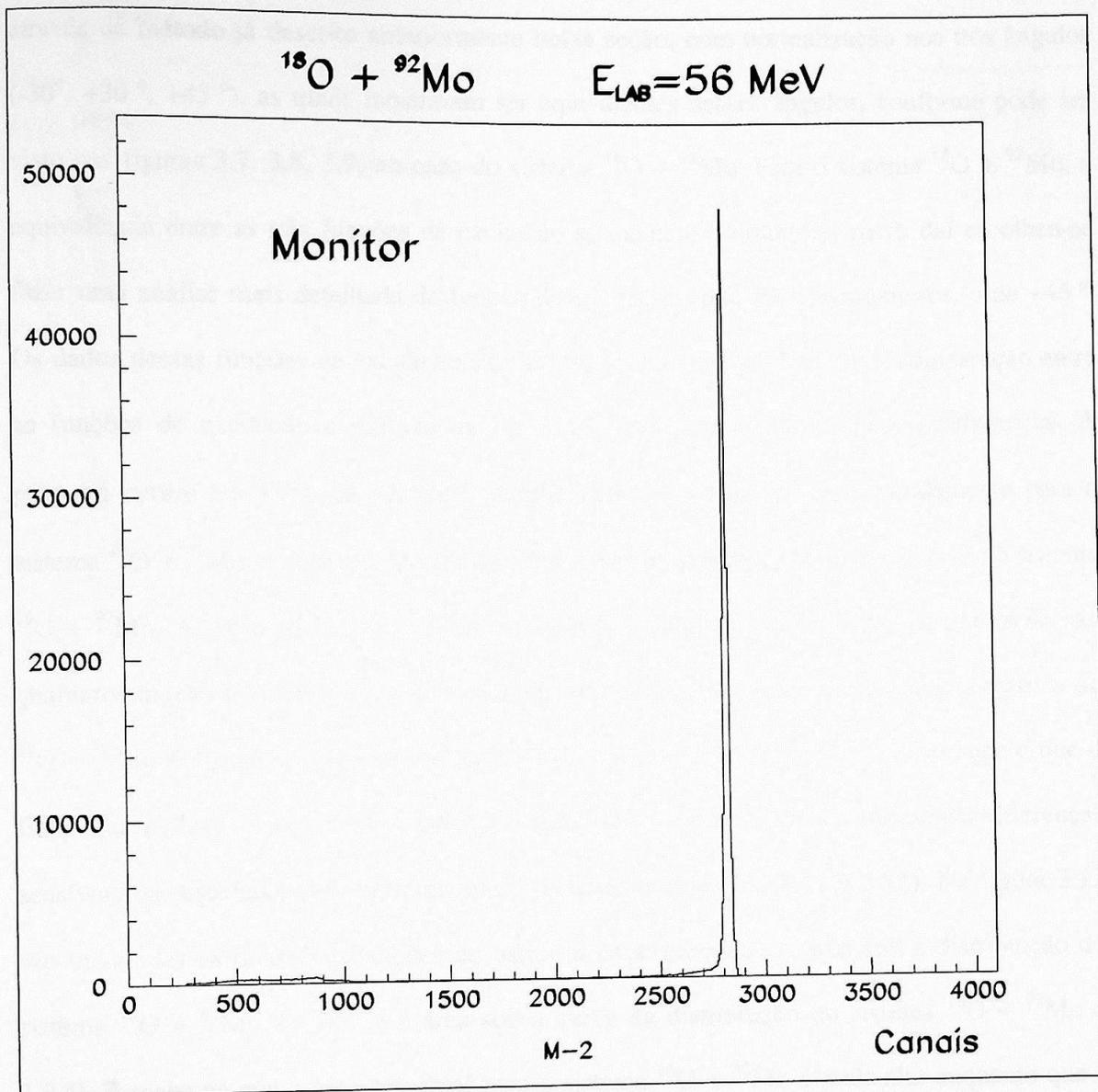


Fig.3.6 – Espectro típico de um dos monitores utilizados para normalização durante os experimentos.

Três funções de excitação do espalhamento quase-elástico foram obtidas, através de método já descrito anteriormente nessa seção, com normalização nos três ângulos ( $-30^\circ$ ,  $+30^\circ$ ,  $+45^\circ$ ), as quais mostraram ser equivalentes nesses ângulos, conforme pode ser visto nas figuras 3.7, 3.8, 3.9, no caso do sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ . Para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ , a equivalência entre as três funções de excitação se mantém. Portanto, a partir daí escolheu-se fazer uma análise mais detalhada da função de excitação com um dos monitores, o de  $+45^\circ$ . Os dados dessas funções de excitação são mostrados nas tabelas 1 e 2, e a comparação entre as funções de excitação é exibida na fig. 3.10, onde percebemos algumas diferenças. A primeira ocorre em torno de 42 MeV, onde a razão  $\sigma_{\text{qe}}/\sigma_{\text{Ruth}}$  cai mais rapidamente para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ , e podemos distinguir uma pequena estrutura, o que não ocorre no sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ . A partir de 47 MeV também observa-se que as duas funções de excitação são qualitativamente diferentes, e que nas energias mais altas, a seção de choque quase-elástica do  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  é significativamente menor do que a do sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ . Isso sugere que o fluxo quase-elástico deve estar sendo desviado para a fusão, podendo apresentar diferenças sensíveis na distribuição de barreiras entre os dois sistemas (fig.3.11 e 3.12). Na figura 3.13 são mostradas as duas distribuições de barreiras experimentais. A área sob a distribuição do sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  é 1.059 e a área sob a curva da distribuição do sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  é 1.040. Percebe-se que o pico principal para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  é mais alto enquanto que a forma da distribuição de barreiras do sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  é um pouco mais larga em especial na região abaixo do pico principal. Isso pode ser o indício de algum efeito devido ao acoplamento de canais com conseqüências diferentes em cada sistema. Na região em torno de 47 MeV das distribuições de barreira, notamos que há uma pequena elevação na distribuição do  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  reforçando nossa hipótese anterior de que deve haver nessa região de energia um acoplamento importante que favorece a fusão desse sistema, mas a confirmação dessa hipótese só pode vir através dos cálculos teóricos.

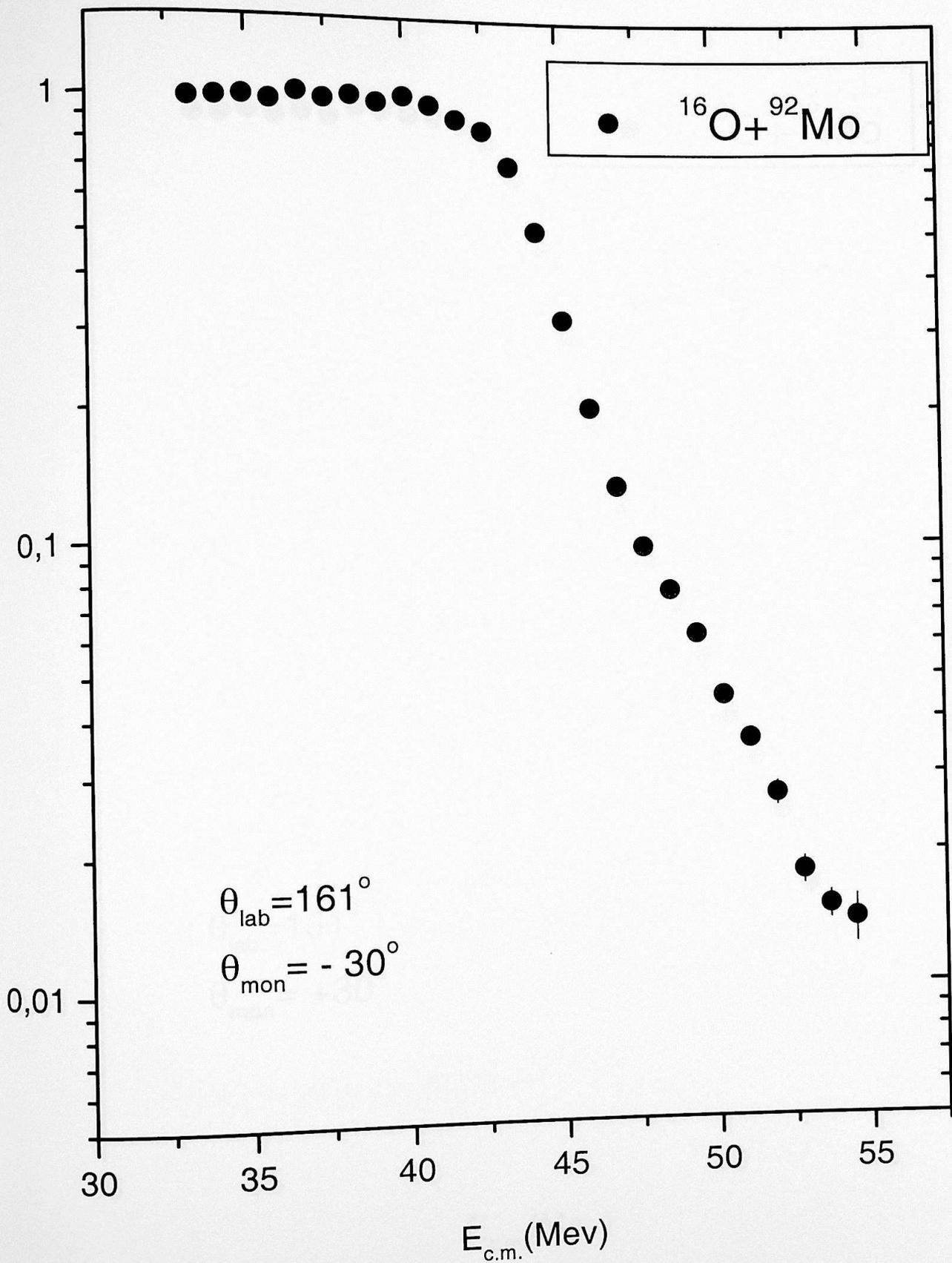


Fig. 3.7 - Função de excitação para normalização em  $-30^\circ$

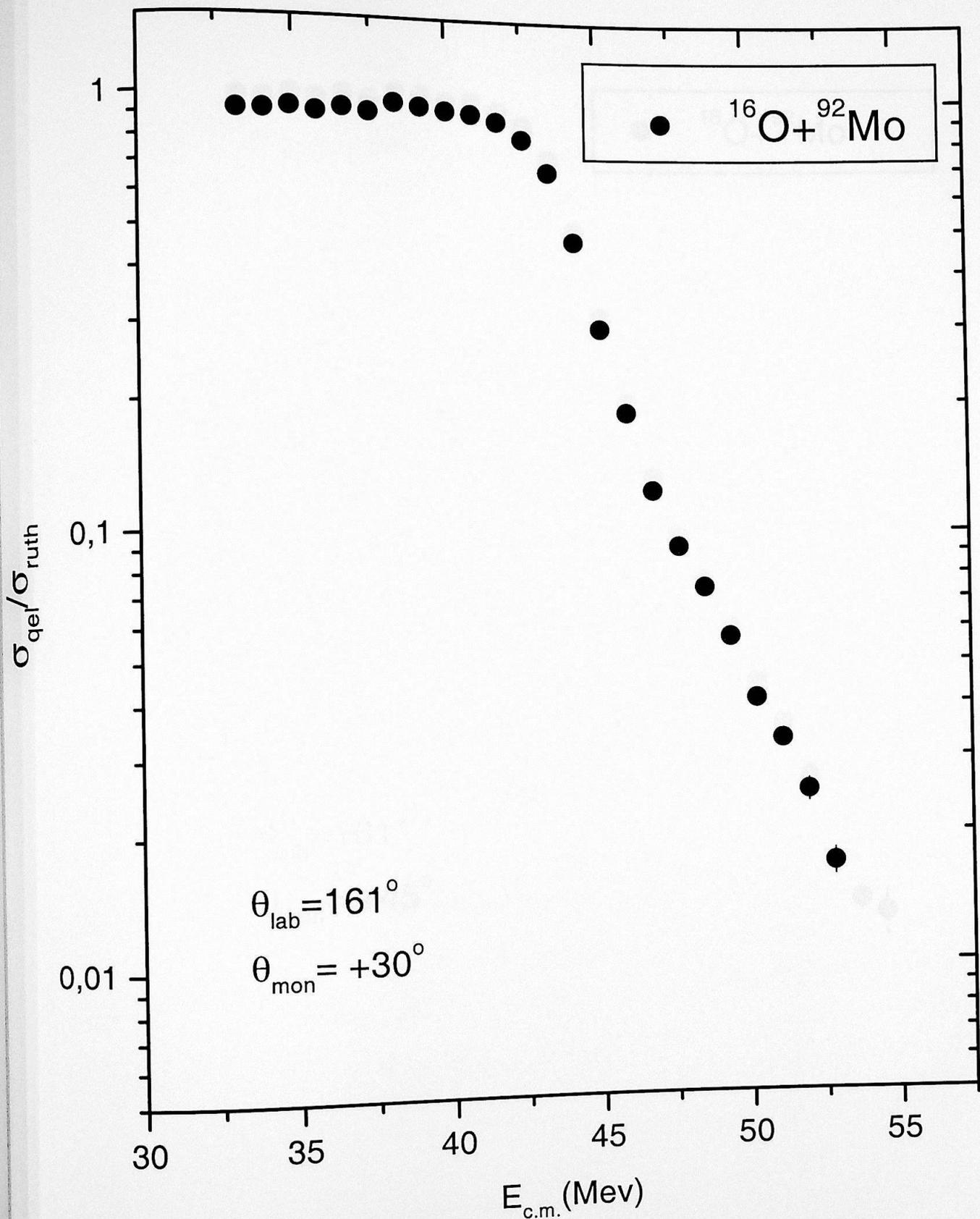


Fig. 3.8 - Função de excitação para normalização em  $30^\circ$

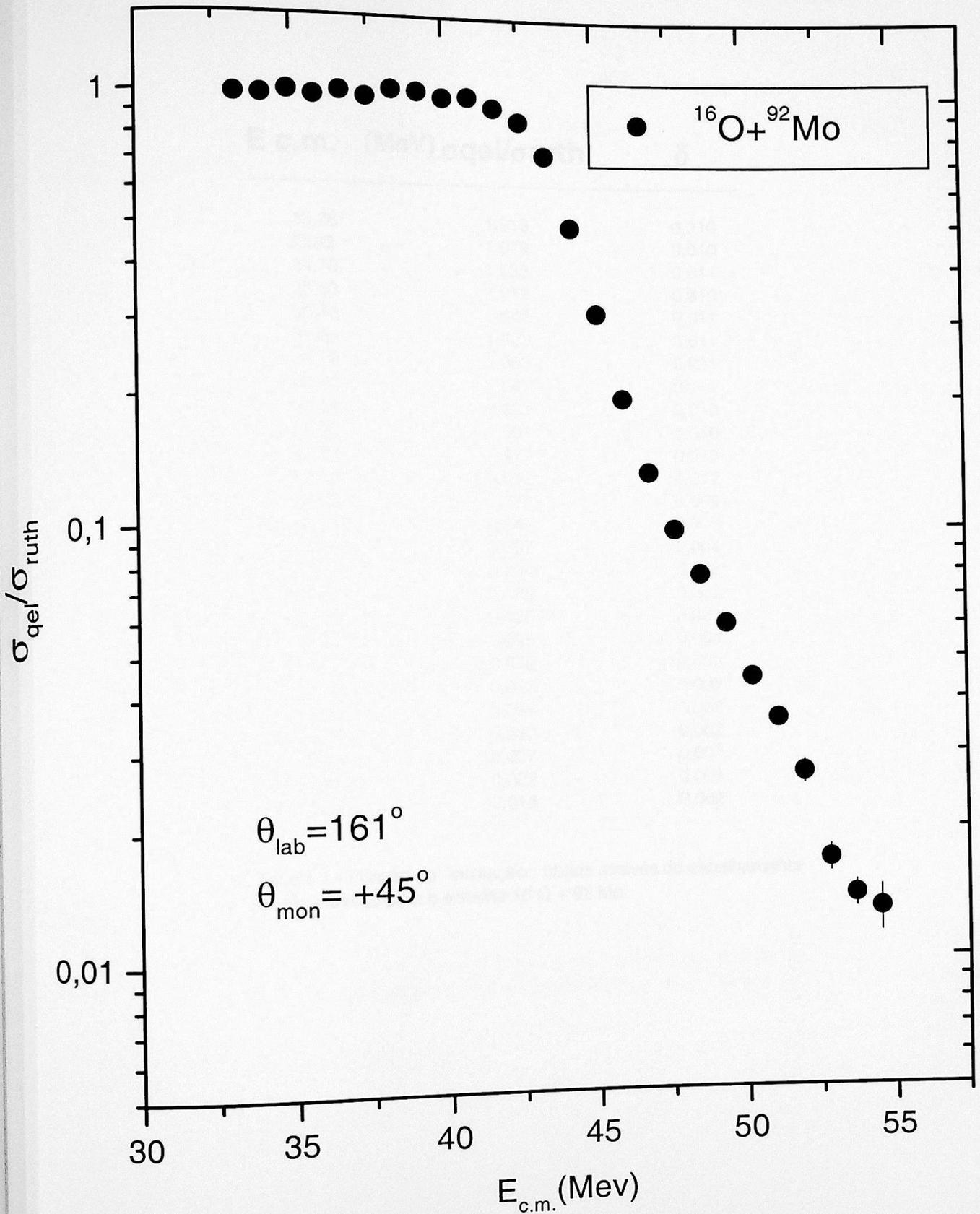


Fig. 3.9 - Função de excitação para normalização em  $45^\circ$

<b>E c.m. (MeV)</b>	<b><math>\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{ruth}}</math></b>	<b><math>\delta</math></b>
33,08	1,019	0,010
33,93	1,019	0,010
34,78	1,033	0,011
35,63	1,012	0,010
36,48	1,042	0,011
37,33	1,023	0,011
38,18	1,083	0,011
39,02	1,047	0,011
39,87	1,021	0,010
40,72	1,001	0,010
41,57	0,977	0,013
42,42	0,912	0,012
43,27	0,773	0,009
44,11	0,547	0,007
44,96	0,357	0,004
45,81	0,234	0,003
46,66	0,165	0,002
47,51	0,125	0,001
48,36	0,098	0,003
49,2	0,079	0,003
50,05	0,063	0,002
50,9	0,054	0,002
51,75	0,037	0,002
52,6	0,027	0,001
53,45	0,022	0,001
54,3	0,018	0,002

Tabela 1 - Função de excitação obtida através do espalhamento quase-elástico para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ .

**E c.m.(MeV)     $\sigma_{\text{qe}}/\sigma_{\text{ruth}}$      $\delta$**

33,32	1,033	0,012
34,15	1,027	0,013
34,98	1,034	0,013
35,81	1,039	0,013
36,65	1,003	0,013
37,06	1,031	0,013
37,48	1,028	0,013
37,9	1,021	0,013
38,31	1,033	0,012
38,73	1,029	0,013
39,15	0,943	0,012
39,56	1,002	0,012
39,98	1,012	0,013
40,4	0,957	0,013
40,81	0,926	0,012
41,23	0,919	0,017
41,65	0,83	0,014
42,06	0,77	0,013
42,48	0,75	0,014
42,9	0,749	0,011
43,73	0,532	0,009
44,14	0,457	0,011
44,98	0,326	0,006
45,81	0,197	0,004
46,64	0,155	0,002
47,48	0,123	0,006
48,31	0,075	0,003
49,14	0,061	0,003
49,98	0,035	0,002
50,81	0,028	0,002
51,64	0,022	0,001

Tabela 2 - Dados obtidos para a função de excitação através do espalhamento quase-elástico do sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ .

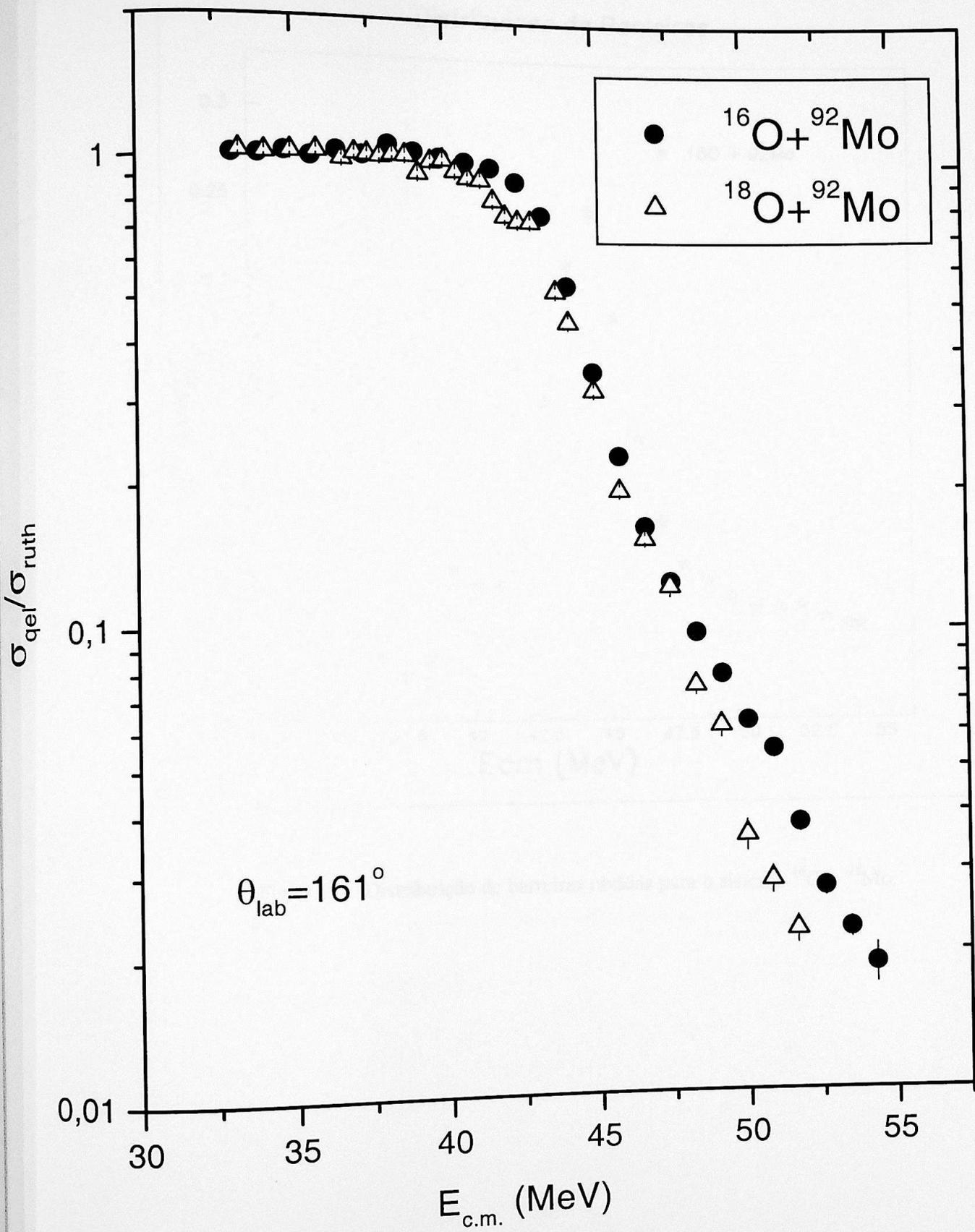


Fig.3.10-Funções de excitação dos dois sistemas medidos.

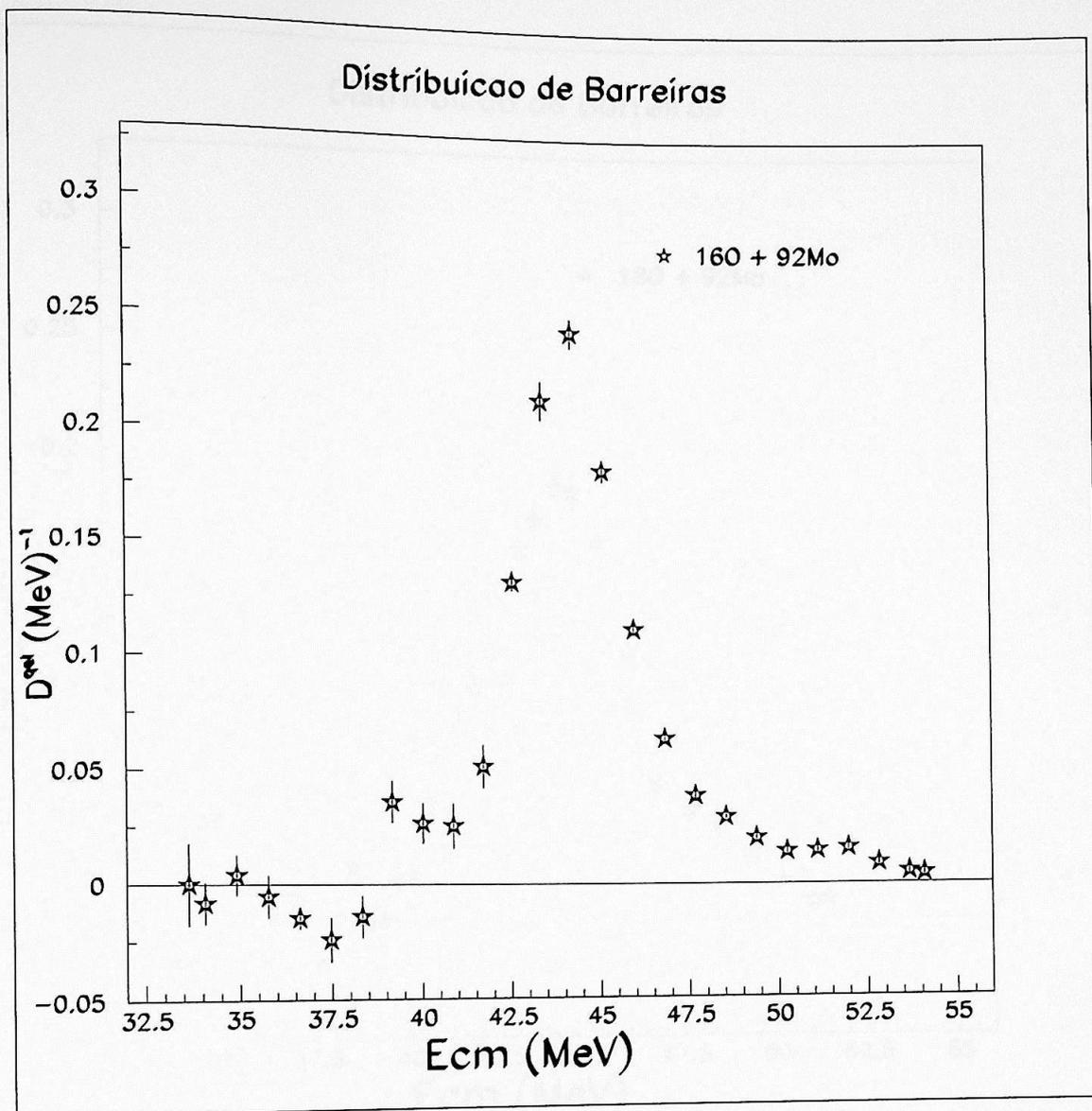


Fig. 3.11 – Distribuição de barreiras obtidas para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ .

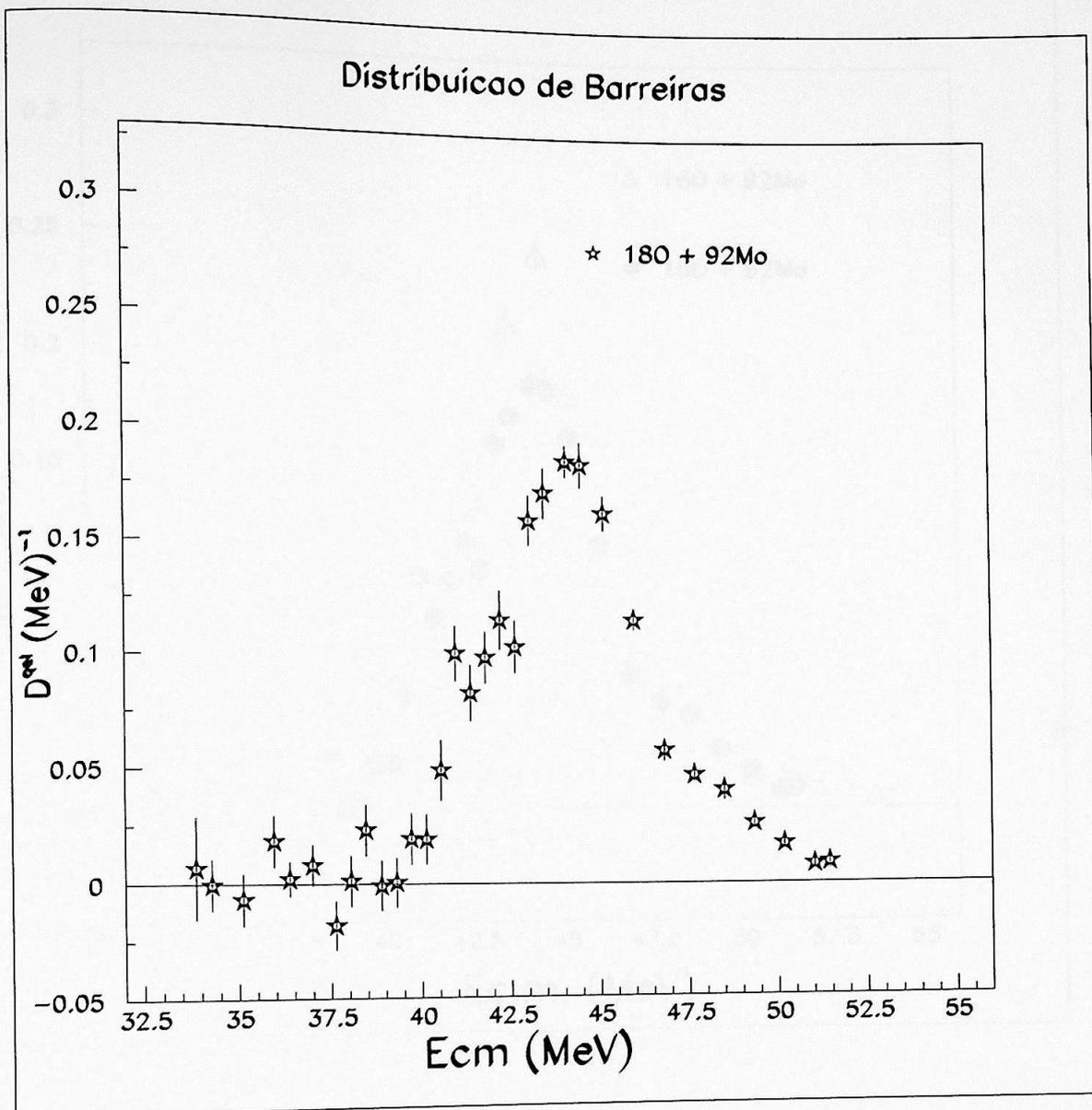


Fig.3.12 – Distribuição de barreiras obtida para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ .

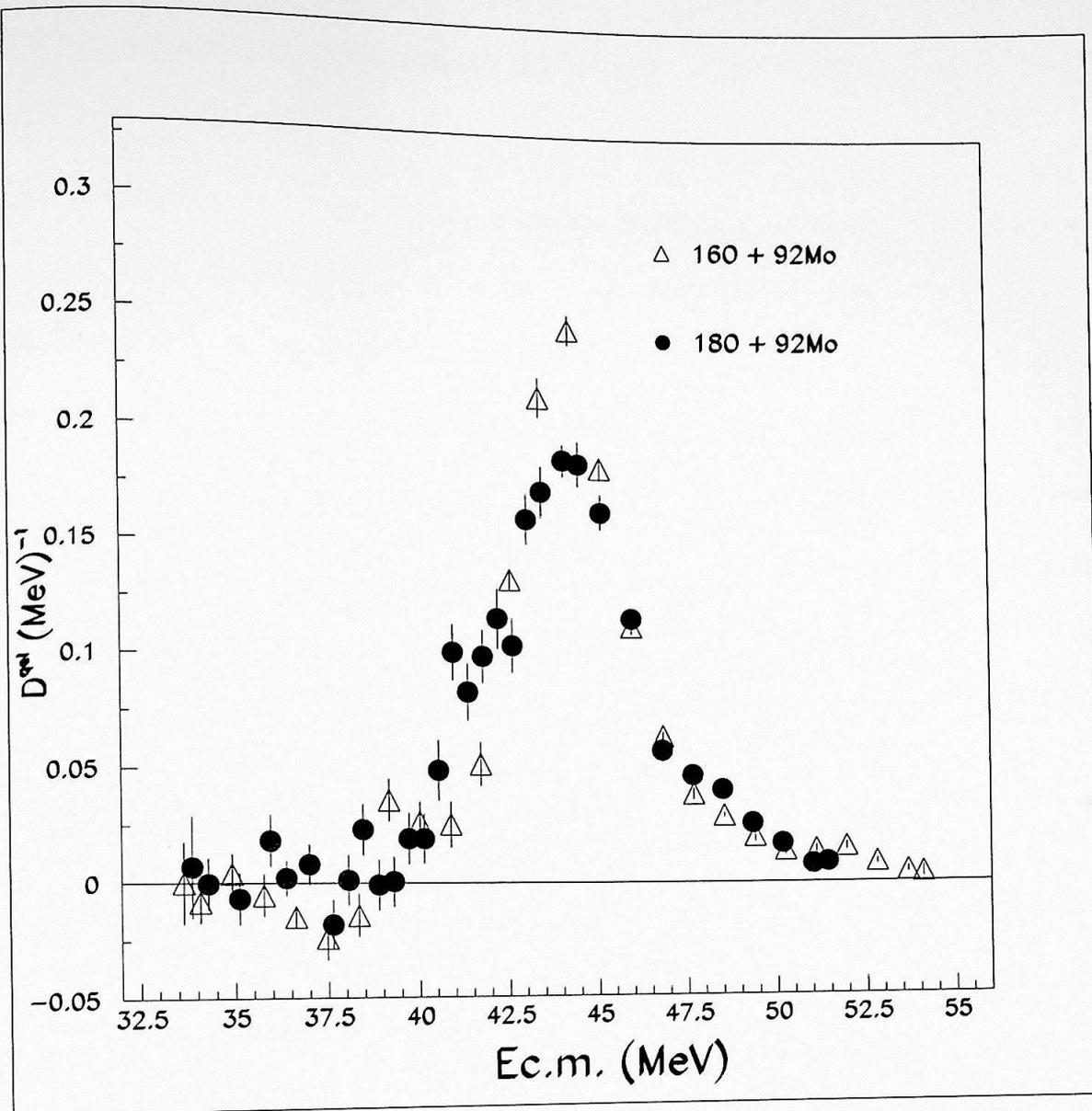


Fig. 3.13 – Comparação das distribuições de barreira.

Análise dos Dados

## 4.1 Comparação com o modelo de Wong

Como já foi mencionado, o modelo de Wong é um modelo unidimensional de penetração de barragem. Para se tratar de modelos mais simples para a falta de dados, este foi o ponto de partida para se iniciar a análise dos dados reais, os quais foram então comparados com os resultados previstos por esse modelo. Na tabela 3 são mostrados os valores de  $R_0$ ,  $R_{0.5}$  e  $R_{1.0}$ , correspondentes à altura, largura e posição da barragem, respectivamente, no caso mais simples, com uma inclinação  $i = 0$ , que foram ajustados aos dados reais. Na fig. 4.1 apresentamos o perfil real da barragem de Wong, e na fig. 4.2 mostramos o perfil real da barragem de Wong, e na fig. 4.3 mostramos o perfil real da barragem de Wong.

## Capítulo 4

## Análise dos Dados

## 4.1 Comparação com o modelo de Wong

Conforme já foi mencionado, o modelo de Wong é um modelo unidimensional de penetração de barreira. Por se tratar do modelo mais simples para a fusão de íons pesados, esse foi o ponto de partida para se iniciar a análise dos nossos dados, os quais foram então comparados com os resultados previstos por esse modelo. Na tabela 3 são mostrados os valores de  $B_0$ ,  $\hbar\omega$  e  $R_0$ , correspondentes à altura, curvatura e posição da barreira, respectivamente, no caso mais simples, para onda parcial  $l = 0$ , que foram ajustados aos dados experimentais. Na fig. 4.1 apresentamos o melhor ajuste do Modelo de Wong à distribuição de barreiras do sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  medidos experimentalmente. Observa-se que um bom ajuste é conseguido para o pico principal, sugerindo que para esse sistema a fusão é governada em grande parte pelo potencial médio núcleo-núcleo. Deve ser ressaltado porém que a largura da barreira ( $\hbar\omega$ ) utilizada para esse ajuste foi muito maior do que os valores sugeridos na literatura, que giram em torno de 3 MeV (ver tabela 3). Para energias acima da barreira, o modelo não consegue explicar as estruturas que surgem na distribuição experimental, ou seja, outros graus de liberdade, diferentes da distância entre os núcleos, devem ser responsáveis por estas estruturas.

Observamos que para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  (fig.4.2) a dificuldade que o Modelo de Wong tem em explicar as estruturas da distribuição de barreiras são maiores, e mesmo o pico principal não é favoravelmente ajustado, sugerindo que outros graus de liberdade intrínsecos ao sistema sejam determinantes para explicar as regiões abaixo e acima da barreira Coulombiana, portanto precisamos realizar cálculos mais sofisticados para compreendermos nossos resultados.

	$B_0$ (MeV)	$\hbar\omega$ (MeV)	$R_0$ (fm)
$^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$	44.3	4.4	8.78
$^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$	44.1	4.5	8.90

Tabela 3 – Parâmetros utilizados para ajuste dos potenciais nucleares através do Modelo de Wong.

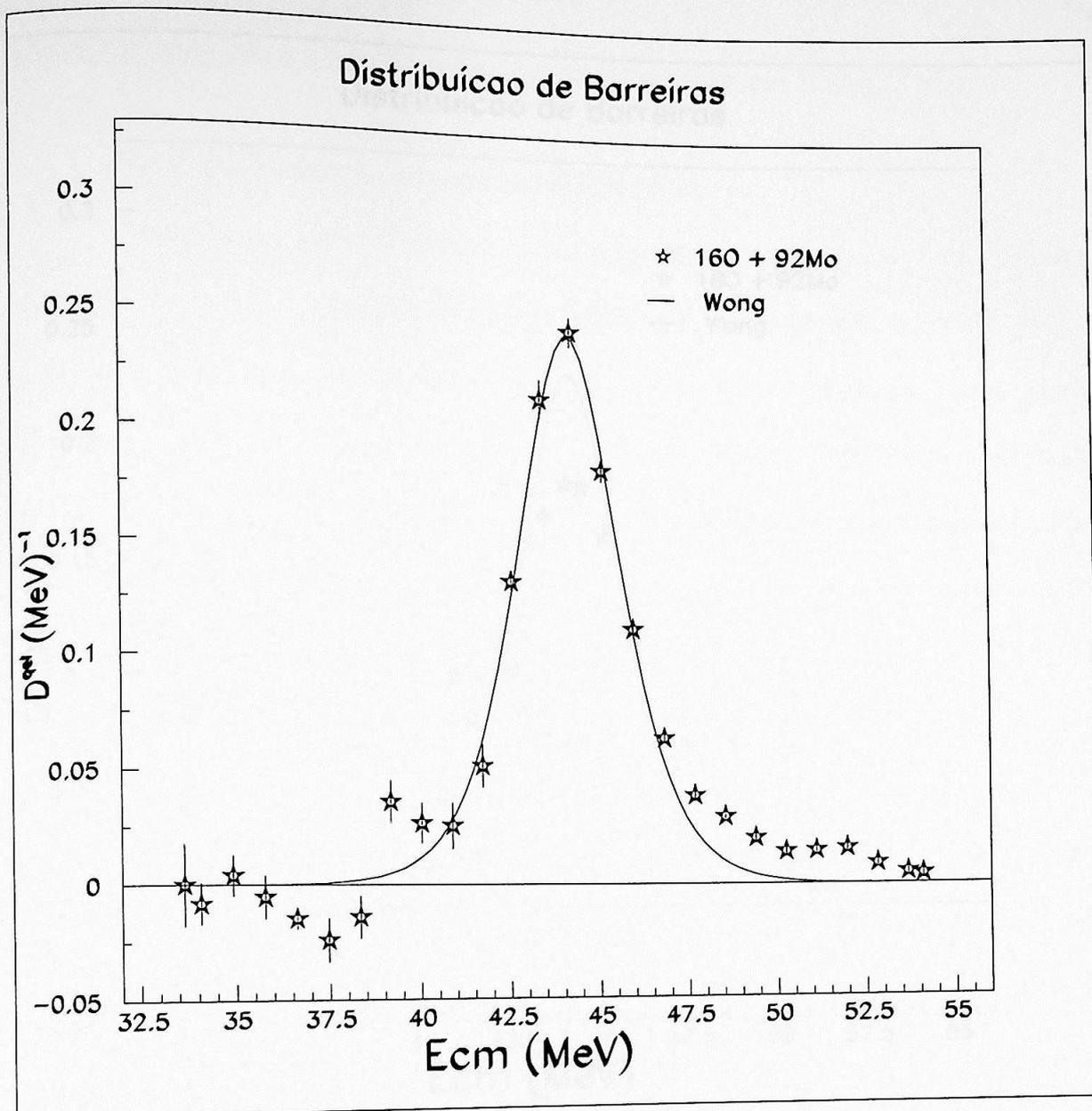


Fig. 4.1 – Comparação da distribuição de barreiras do sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  com o resultado previsto pelo modelo de Wong.

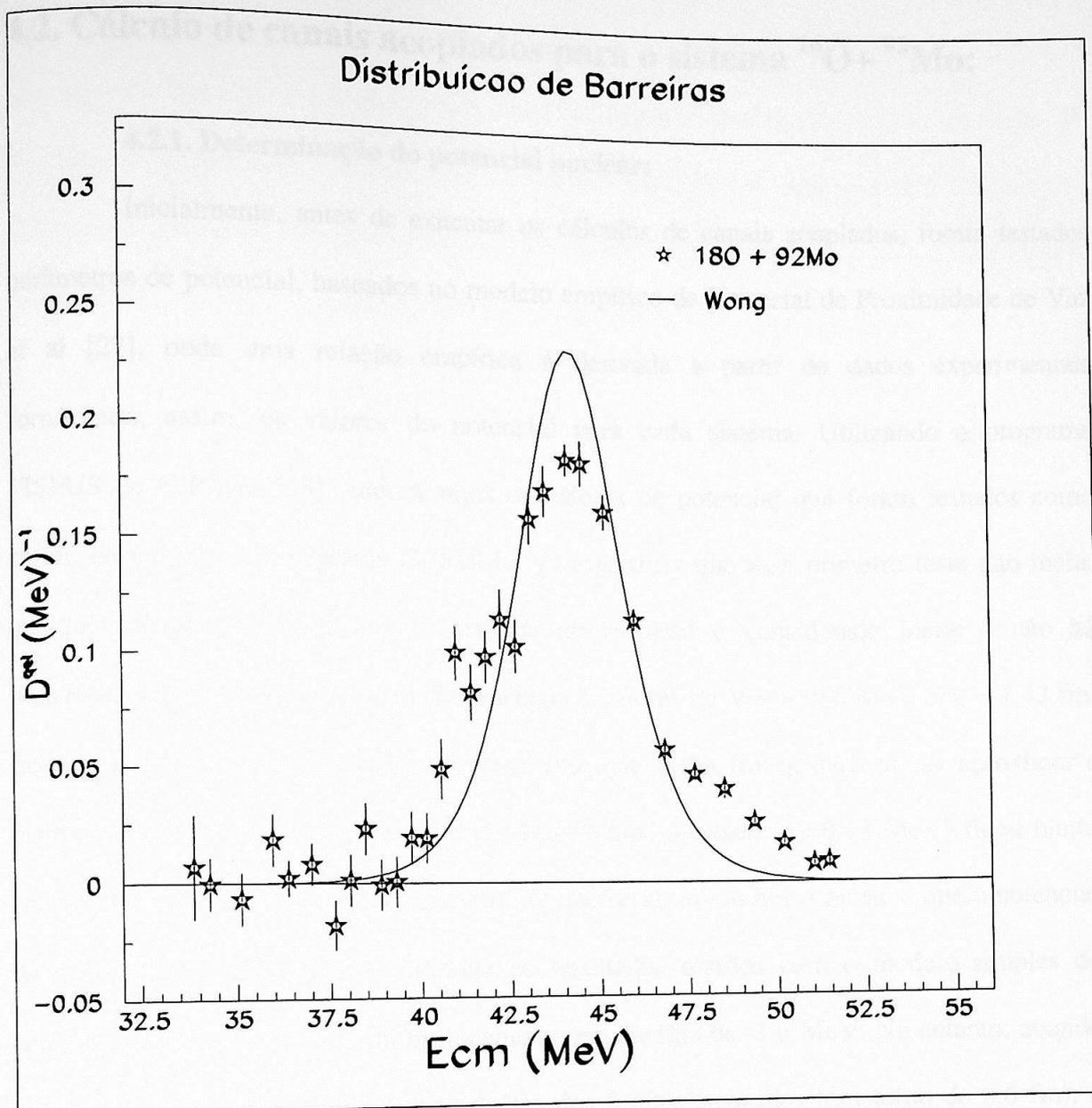


Fig. 4.2 – Comparação da distribuição de barreiras do sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  com o resultado previsto pelo modelo de Wong.

## 4.2. Cálculo de canais acoplados para o sistema $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ :

### 4.2.1. Determinação do potencial nuclear:

Inicialmente, antes de executar os cálculos de canais acoplados, foram testados parâmetros de potencial, baseados no modelo empírico de potencial de Proximidade de Vaz et al [27], onde uma relação empírica é derivada a partir de dados experimentais fornecendo, assim, os valores do potencial para cada sistema. Utilizando o programa FISFUS de G.Royer [28], encontramos os valores de potencial que foram testados como cartão de entrada no programa CCFULL. Vale lembrar que esse primeiro teste não inclui qualquer acoplamento, ou seja o sistema alvo/projétil é considerado inerte e não há transferências. O programa FISFUS forneceu os valores de  $V = 45.86 \text{ MeV}$  e  $r_0 = 1.42 \text{ fm}$ , ficando a difusividade  $a_0$  como parâmetro livre que assim foi ajustada até se aproximar a distribuição experimental. Esse valor de difusividade ajustado ( $a_0=0.15 \text{ MeV}$ ) ficou muito abaixo dos valores sugeridos na literatura. O que se observou nesse ajuste é que o potencial de proximidade praticamente reproduz os resultados obtidos com o modelo simples de penetração de barreira, com um deslocamento em energia de  $-1.6 \text{ MeV}$ . No entanto, quando utilizamos um valor de difusividade dentro dos limites sugeridos (em torno de  $0.6 \text{ fm}$ ), o que se observa é uma oscilação muito pronunciada nas energias mais altas, o que sugere que esses parâmetros não satisfazem a condição de contorno que o programa utiliza em seus cálculos (condição de contorno de onda incidente). O segundo passo foi obter um ajuste que não apresentasse um deslocamento em energia como o anterior, e que considerasse um poço de potencial mais profundo para satisfazer a condição de contorno com que o programa faz os cálculos, para evitar oscilações em energias mais altas. Também considerou-se nesse caso um ajuste de difusividade com um valor mais alto que o anterior e

que se aproximasse mais dos valores sugeridos na literatura, (entre 0.4 e 0.7 fm). Observamos na figura 4.3 que, nesse caso, consegue-se um ajuste melhor aos dados da distribuição de barreiras de fusão sem a necessidade de um deslocamento em energia. Saliente-se que ainda não estão incluídos quaisquer acoplamentos, ou seja estamos nessa fase fazendo somente um ajuste de parâmetros de potencial.

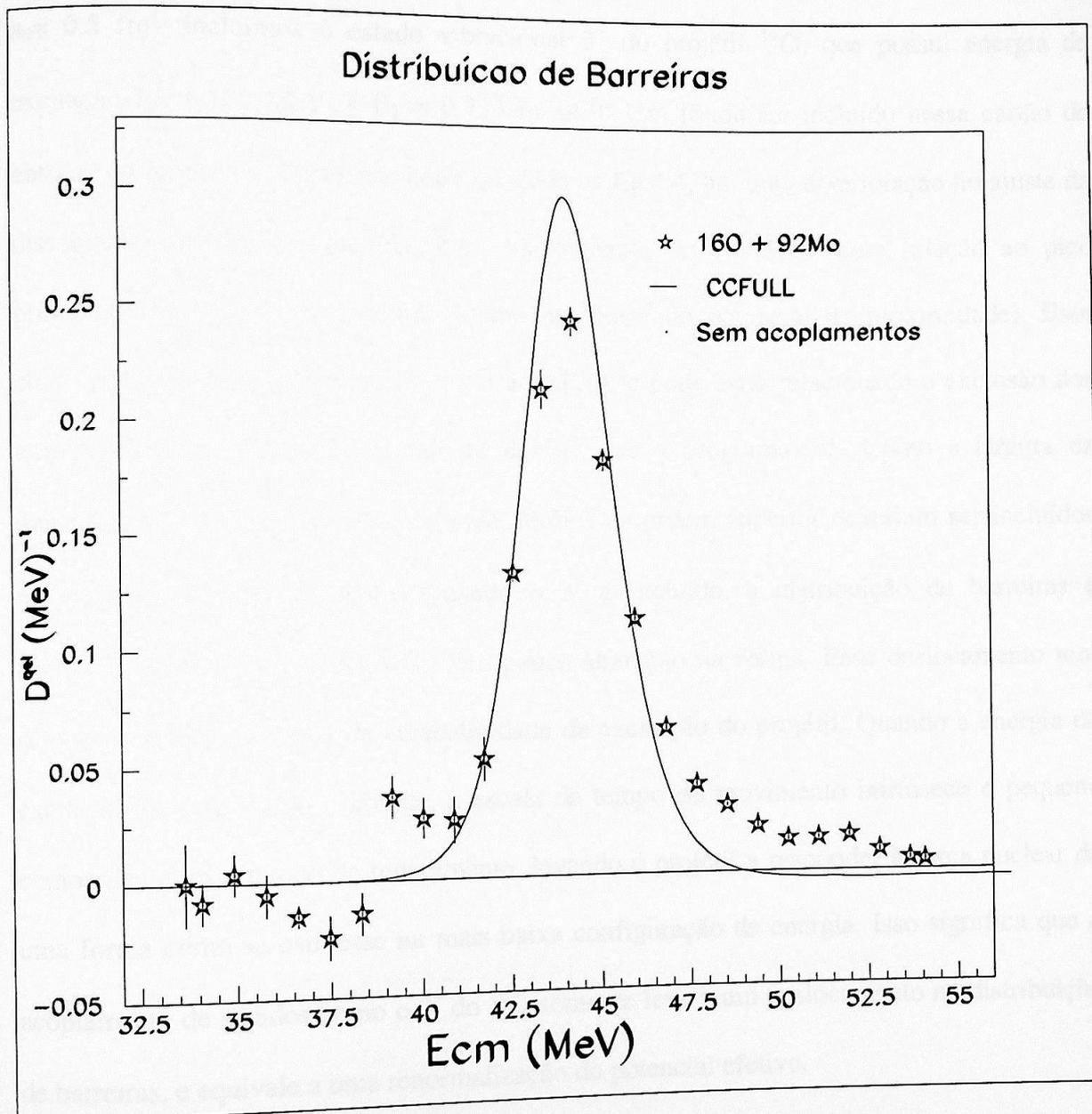


Fig.4.3 – Ajuste de parâmetros de potencial :  $V=120$  MeV,  $r_0=1.2$  fm,  $a_0=0.5$  fm.

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

#### 4.2.2 Excitações inelásticas do projétil:

A partir desse ajuste, que foi considerado o ponto de partida para os seguintes, inicia-se a fase de acoplamento de canais com o programa CCFULL. Então, utilizando os mesmos valores de potencial citados anteriormente ( $V=120$  MeV,  $r_0= 1.2$  fm,  $a_0= 0.5$  fm), incluímos o estado vibracional  $3^-$  do projétil  $^{16}\text{O}$ , que possui energia de excitação  $E= 6.129$  MeV, e  $\beta_3 = 0.733$  ref.[47]. Um fônon foi incluído nesse cartão de entrada do programa. Conforme pode ser visto na fig.4.4, há uma deterioração no ajuste da distribuição de barreira medida. Um deslocamento de 1.6 MeV com relação ao pico principal é novamente encontrado (como no ajuste do potencial de proximidade). Esse efeito já foi bastante pesquisado na literatura[26], e pode estar relacionado a exclusão dos termos de ordem superior no cálculo de CC que o programa faz. Como a largura da transição do estado  $3^-$  do  $^{16}\text{O}$  é grande, termos de ordem superior deveriam ser incluídos na expressão do acoplamento. Quando o  $3^-$  é incluído, a distribuição de barreiras é deslocada de uns poucos MeV's, com pouca alteração na forma. Esse deslocamento tem sido explicado em termos da adiabaticidade da excitação do projétil. Quando a energia de excitação de um estado é grande, a escala de tempo do movimento intrínseco é pequena comparada com o tempo de tunelamento, levando o projétil a responder à força nuclear de uma forma como se estivesse na mais baixa configuração de energia. Isso significa que o acoplamento de estados como o  $3^-$  do  $^{16}\text{O}$  somente leva a um deslocamento na distribuição de barreiras, e equivale a uma renormalização do potencial efetivo.

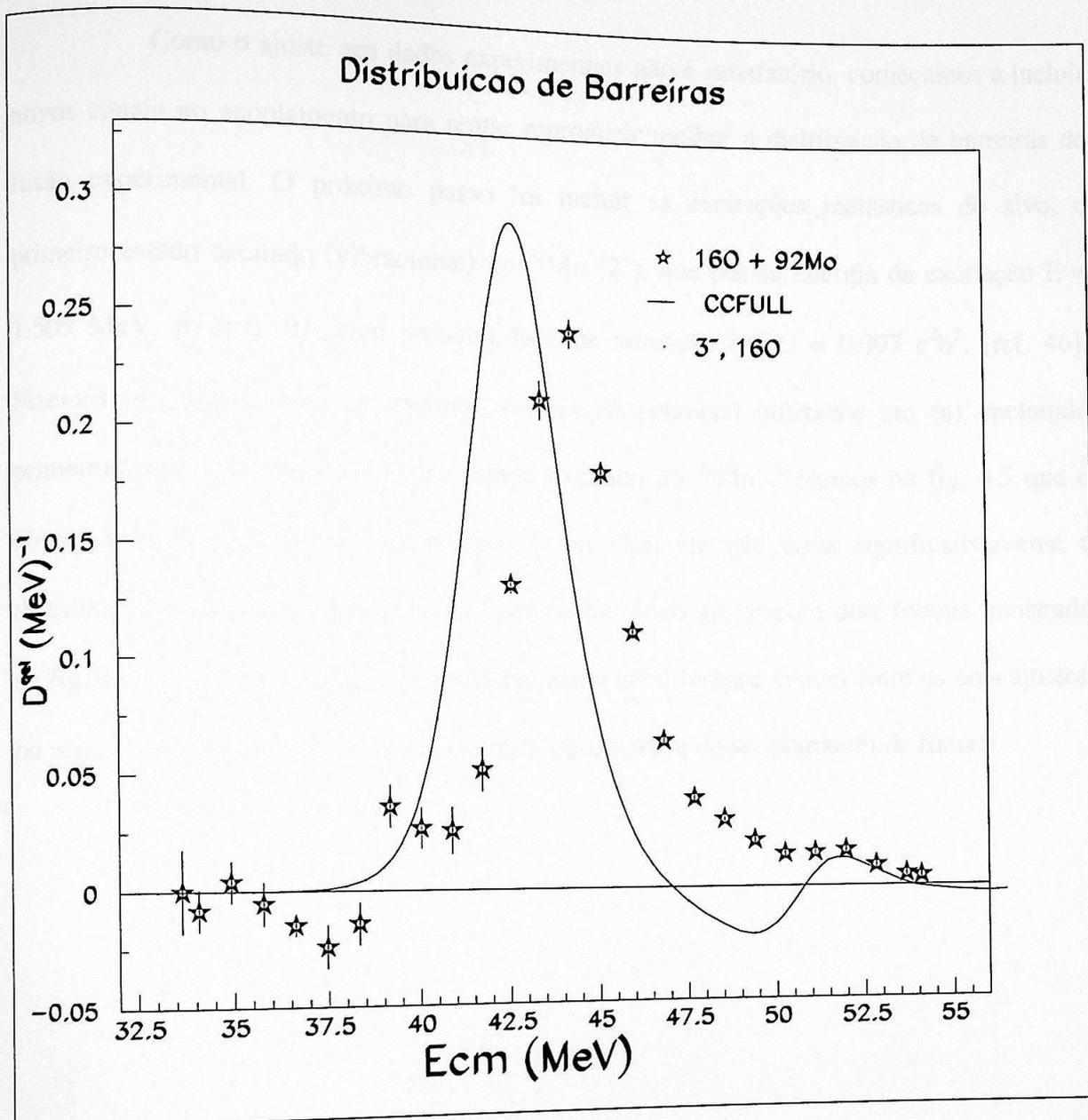


Fig. 4.4 – Cálculo de canais acoplados incluindo excitação vibracional de octupolo do projétil.

### 4.2.3 Excitações inelásticas do alvo:

Como o ajuste aos dados experimentais não é satisfatório, começamos a incluir novos canais no acoplamento para tentar reproduzir melhor a distribuição de barreiras de fusão experimental. O próximo passo foi incluir as excitações inelásticas do alvo, o primeiro estado excitado (vibracional) do  $^{92}\text{Mo}$  ( $2^+$ ), que possui energia de excitação  $E = 1.509$  MeV,  $\beta_2 = 0.105$ , com probabilidade de transição  $B(E2) = 0.097 e^2b^2$ , [ref. 46]. Fizemos um ajuste, com os mesmos valores de potencial utilizados em (a), incluindo primeiramente 1 fônon ao primeiro estado excitado do  $^{92}\text{Mo}$ . Notamos na fig. 4.5 que o efeito desse acoplamento é imperceptível, ou seja, ele não afeta significativamente a distribuição de barreiras. Em seguida fizemos um novo ajuste com dois fônons, mostrado na fig. 4.6 e o que se nota é que não há praticamente diferença visível entre os dois ajustes, ou seja, ele não parece depender de maneira significativa do acoplamento de fônons.

Distribuição de Barreiras

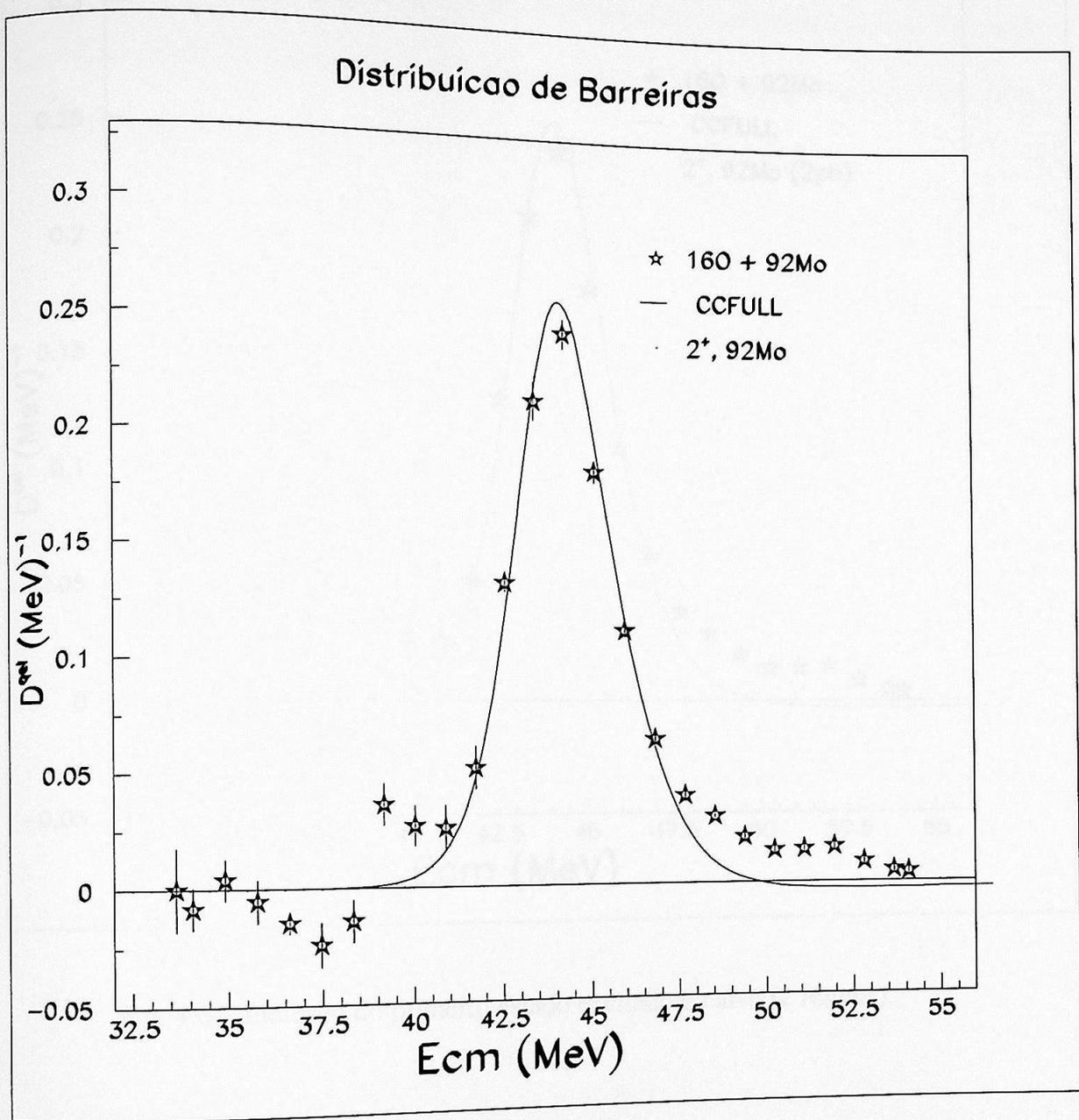


Fig. 4.5 – Inclusão do primeiro estado excitado do alvo (1fônion).

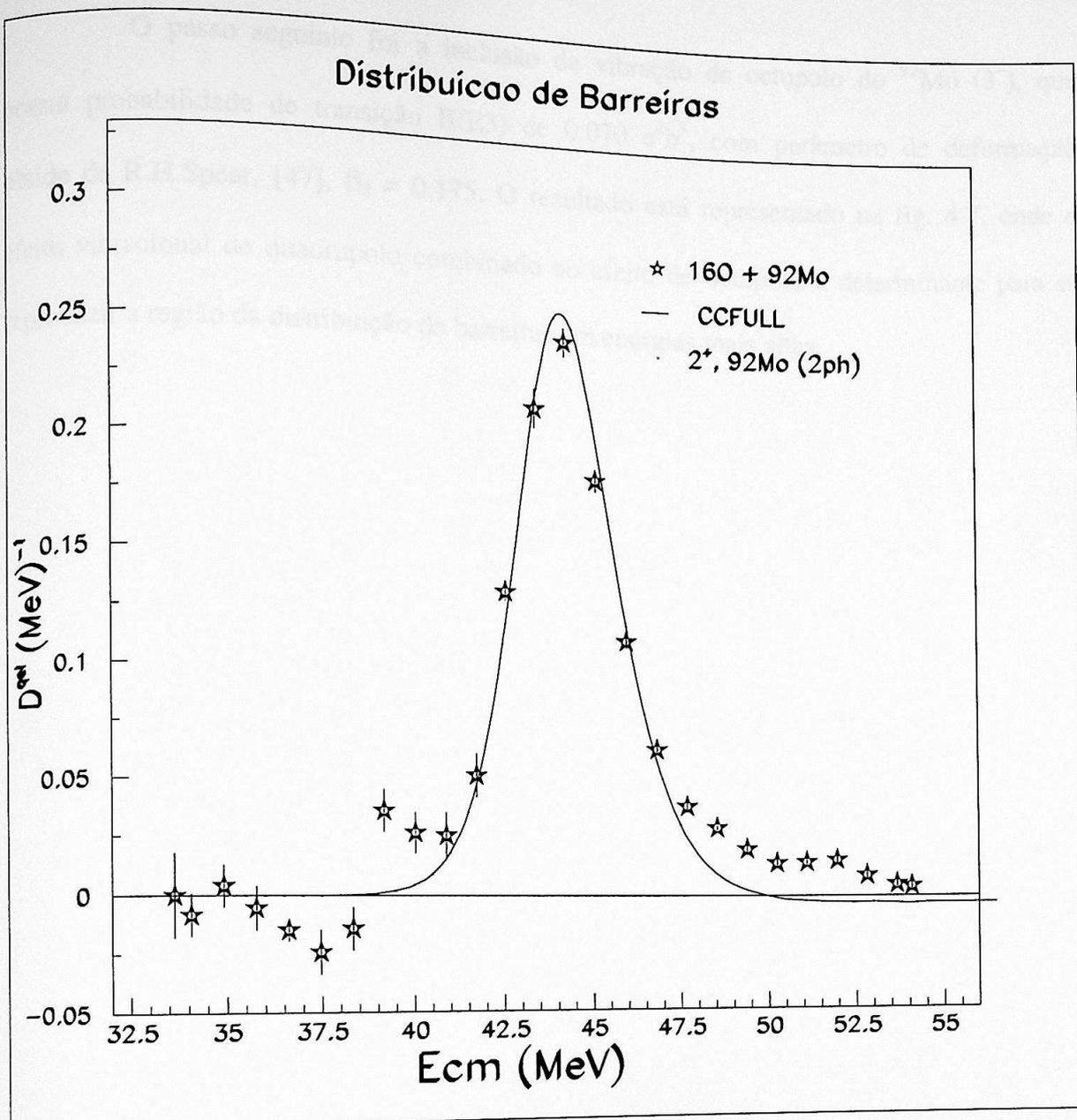


Fig. 4.6 – Inclusão do primeiro estado excitado do alvo (2 fônons).

O passo seguinte foi a inclusão da vibração de octupolo do  $^{92}\text{Mo}$  ( $3^-$ ), que possui probabilidade de transição  $B(E3)$  de  $0.070 e^2b^3$ , com parâmetro de deformação obtido de R.H.Spear, [47],  $\beta_3 = 0.175$ . O resultado está representado na fig. 4.7, onde o efeito vibracional de quadrupolo combinado ao efeito de octupolo é determinante para se reproduzir a região da distribuição de barreiras em energias mais altas.

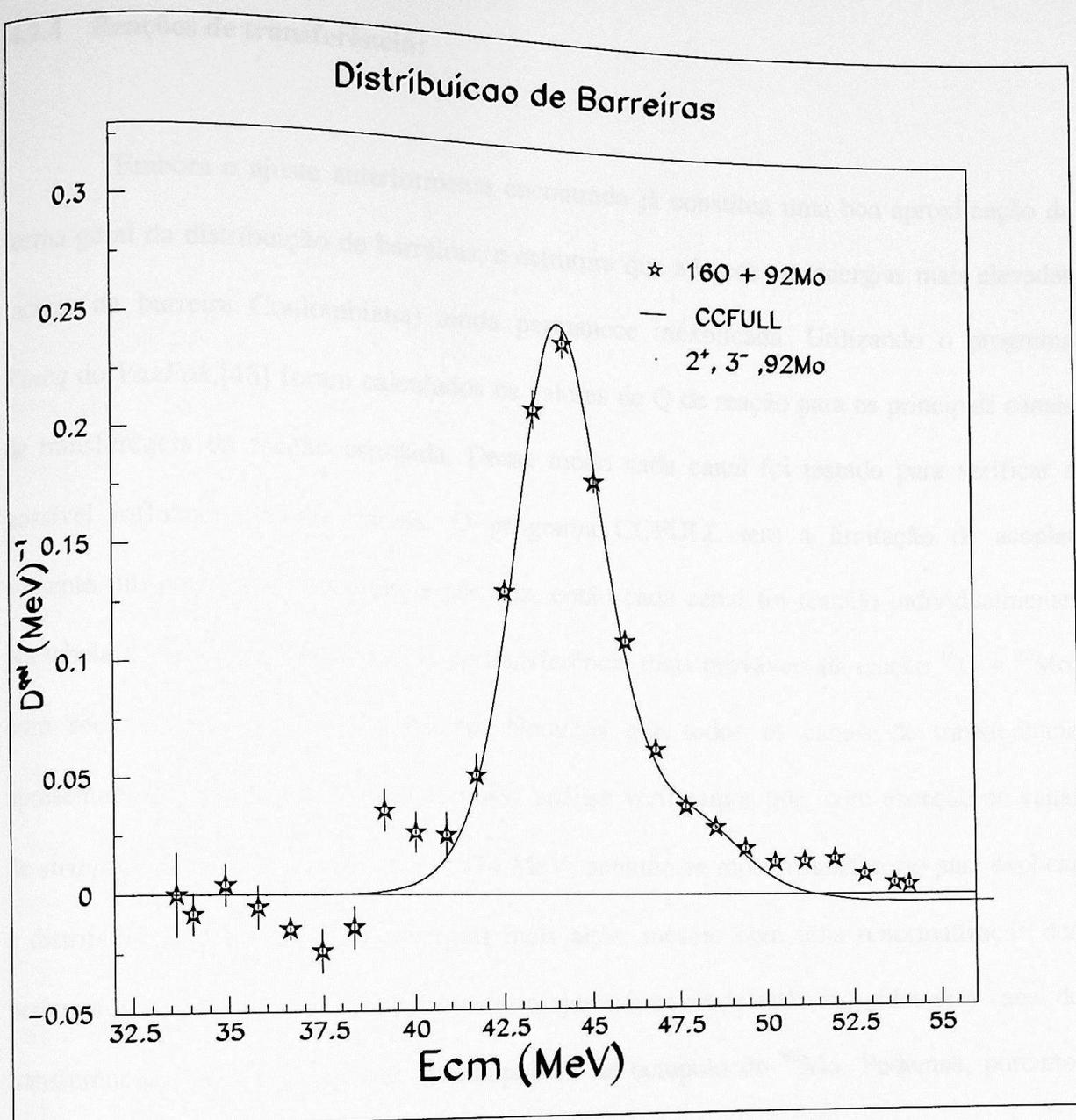


Fig. 4.7 – Cálculo de canais acoplados incluindo vibração de quadrupolo e octupolo do alvo.

#### 4.2.4 Reações de transferência:

Embora o ajuste anteriormente encontrado já constitua uma boa aproximação da forma geral da distribuição de barreiras, a estrutura que aparece em energias mais elevadas (acima da barreira Coulombiana) ainda permanece inexplicada. Utilizando o programa *Kineq* do *VaxPak*, [48] foram calculados os valores de  $Q$  de reação para os principais canais de transferência da reação estudada. Desse modo cada canal foi testado para verificar a possível influência desses canais. O programa *CCFULL* tem a limitação de acoplar somente um canal de transferência por vez, então cada canal foi testado individualmente. Na tabela 4 estão listados os canais de transferência mais prováveis da reação  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ , com seus respectivos  $Q$ 's de reação. Notamos que todos os canais de transferência apresentam  $Q$ 's negativos, e durante nossa análise verificamos que, com exceção do canal de *stripping* de uma alfa com  $Q = -5.474$  MeV, nenhum se mostra satisfatório para explicar a distribuição de barreiras em energias mais altas, mesmo com uma renormalização dos parâmetros de potencial. A fig. 4.8 mostra o ajuste final, onde estão incluídos esse canal de transferência e as excitações de quadrupolo e de octupolo do  $^{92}\text{Mo}$ . Podemos, portanto, considerar esse ajuste como sendo extremamente satisfatório pois ele explica muito bem a estrutura geral da distribuição de barreiras, com exceção da parte bem abaixo da barreira onde nota-se uma oscilação que não pode ser justificada por nenhum dos canais presentes.



**Canais de transferência mais prováveis**

	Q(MeV)
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{96}\text{Ru}$ <i>1n</i>	-5.474
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{13}\text{C})^{95}\text{Ru}$ <i><math>^3\text{H}</math></i>	-11.211
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{O})^{93}\text{Mo}$ <i>1n</i>	-7.596
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{90}\text{Mo}$ <i>2n</i>	-10.590
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{O})^{94}\text{Mo}$	-11.138
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{88}\text{Zr}$	-0,872
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{93}\text{Tc}$	-8.040
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{94}\text{Tc}$	-10.251
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{C})^{94}\text{Ru}$	-11.997
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{13}\text{N})^{95}\text{Tc}$	-10.872
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{91}\text{Mo}$	-8.535
$^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O}, ^{19}\text{F})^{89}\text{Nb}$	-9.435

Tabela 4 - Canais de transferência mais prováveis para a reação  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ .

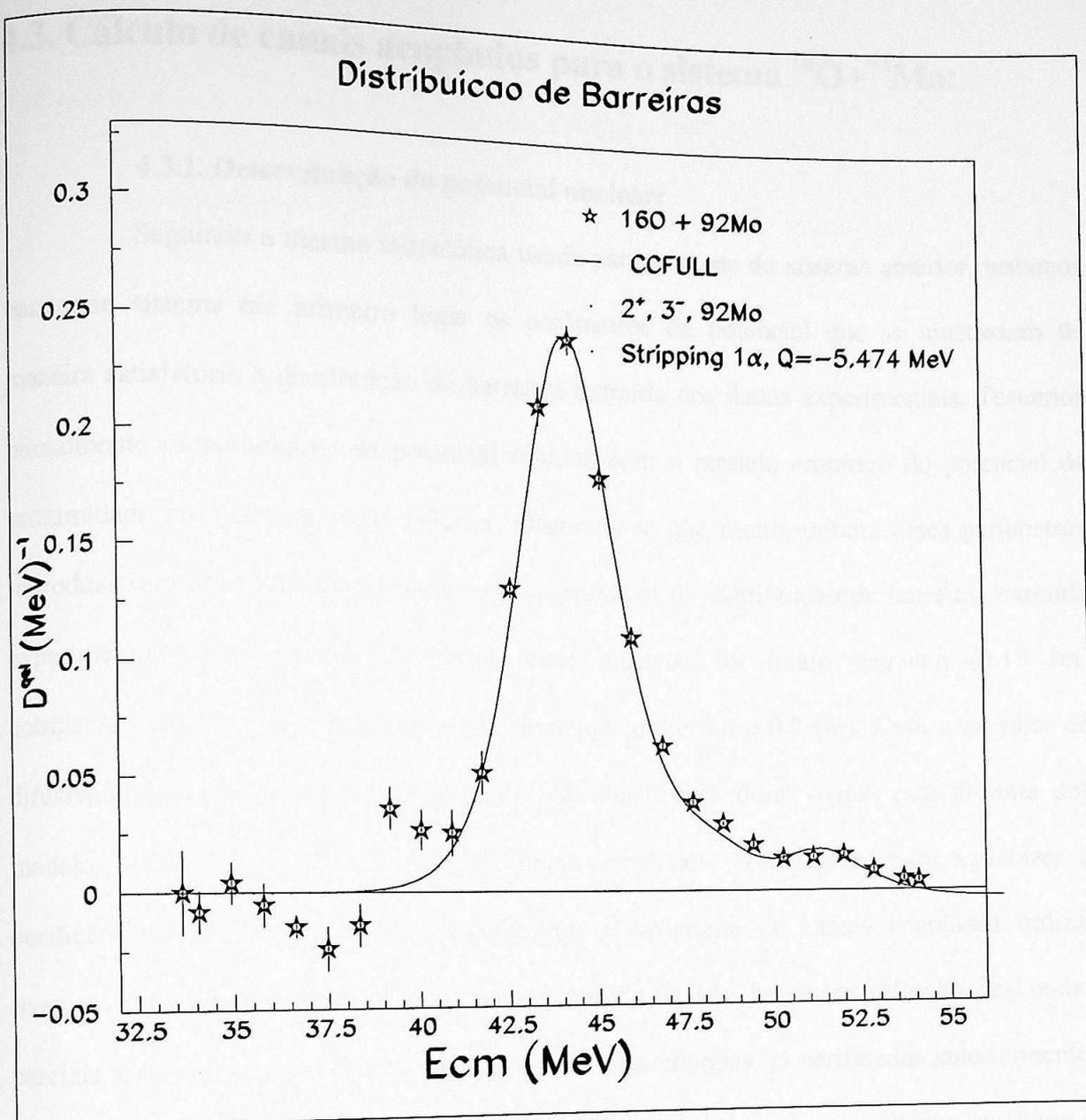


Fig. 4.8 – Cálculo de canais acoplados incluindo transferência de uma partícula alfa, (*stripping*), além das excitações inelásticas do alvo.

### 4.3. Cálculo de canais acoplados para o sistema $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ :

#### 4.3.1. Determinação do potencial nuclear:

Seguindo a mesma sistemática usada para o ajuste do sistema anterior, testamos para esse sistema em primeiro lugar os parâmetros de potencial que se ajustassem de maneira satisfatória à distribuição de barreiras extraída dos dados experimentais. Testamos inicialmente os parâmetros de potencial obtidos com o modelo empírico do potencial de proximidade já citado na seção anterior. Observou-se que muito embora esses parâmetros reproduzissem com boa aproximação o pico principal da distribuição de barreiras extraída experimentalmente, o valor de difusividade ajustado foi muito pequeno (0.15 fm) comparado com os valores sugeridos na literatura (entre 0.4 e 0.7 fm). Com esse valor de difusividade baixo, o núcleo se aproxima de uma esfera dura, o que está distante dos modelos utilizados na abordagem de canais acoplados. Novamente, para satisfazer a condição de contorno de onda incidente que o programa de canais acoplados utiliza, tivemos que redefinir um potencial para garantir que não houvesse reflexão das ondas parciais, e também para evitar as oscilações em altas energias, já verificadas anteriormente, quando se utiliza o potencial de proximidade. O segundo passo nesse ajuste, seguindo a mesma sistemática utilizada para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ , foi encontrar valores de potencial que se ajustassem às condições de contorno que o programa CCFULL usa em seus cálculos. Isso inclui um ajuste mais realista dos parâmetros com base nos valores de difusividade sugeridos na literatura e também um potencial (poço) suficientemente profundo para evitar efeitos de oscilação em energias acima da barreira. Esse ajuste não inclui, portanto, acoplamentos de quaisquer ordens. Os parâmetros usados no cartão de

entrada do programa CCFULL foram:  $V=300$  MeV,  $r_0=1.18$  fm, e  $a_0=0.5$  fm. Percebe-se que esse ajuste, mostrado na fig.4.9, não explica os dados da distribuição.

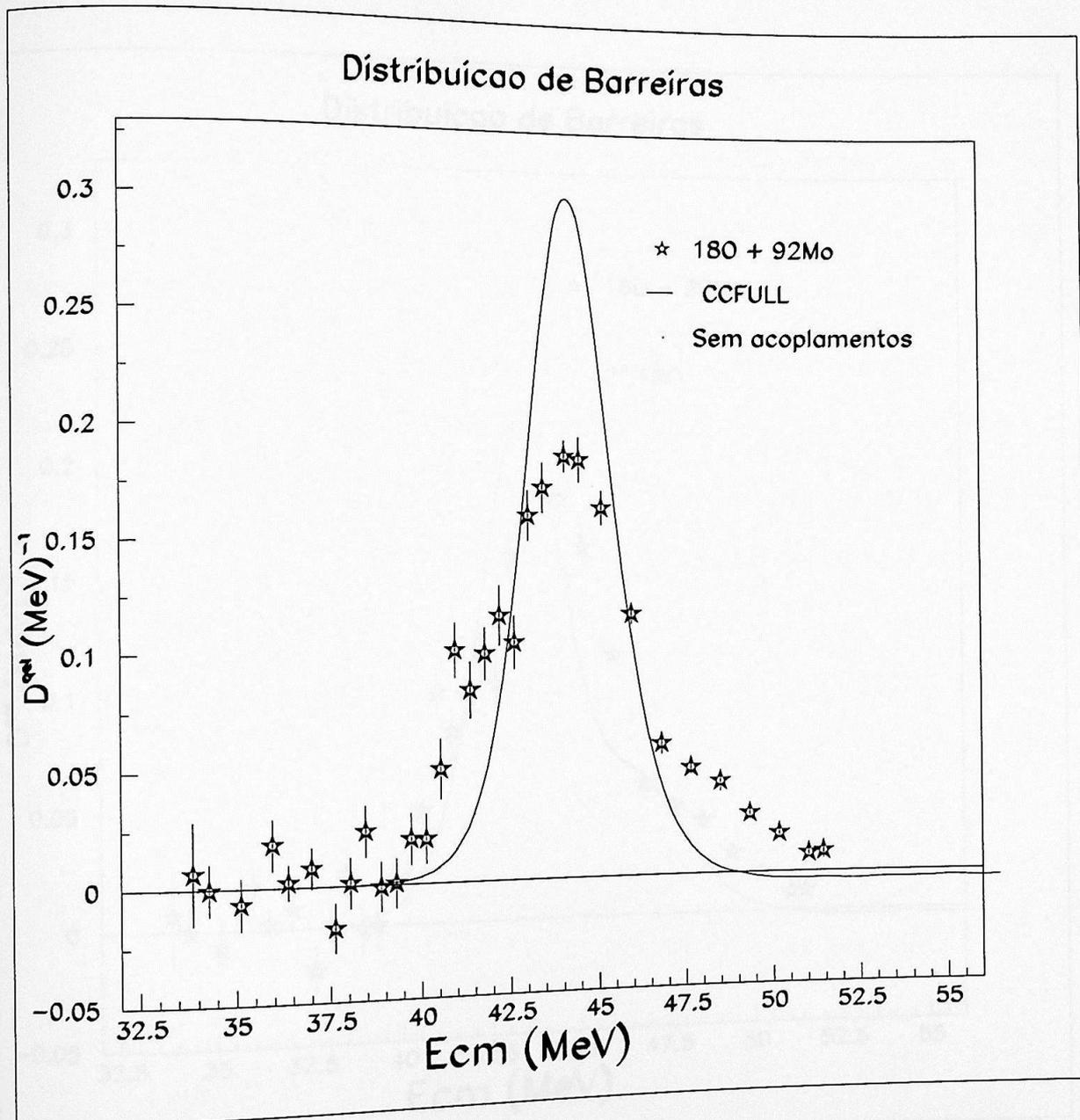


Fig. 4.9 – Ajuste de parâmetros de potencial ao sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ .

### 4.3.2 Excitações inelásticas do projétil:

O primeiro cálculo de canais acoplados realizado nesse caso foi com a inclusão do primeiro estado excitado do projétil  $^{18}\text{O}$ . Esse estado possui probabilidade de transição  $B(E2) = 0,004 e^2 b^2$ , (ref.[46]), com energia de excitação igual a 1,982 MeV e parâmetro de

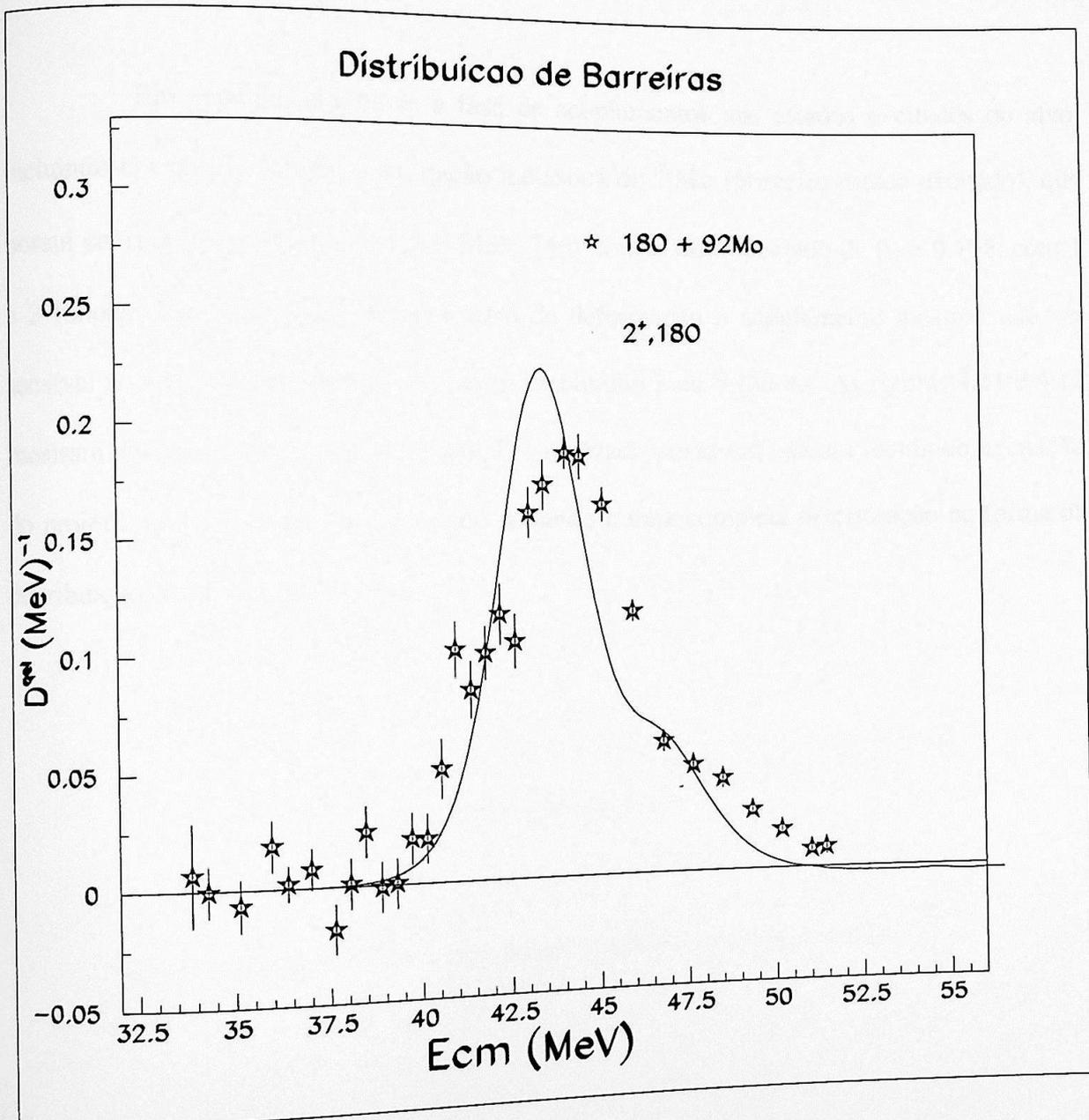


Fig.4.10 – Inclusão do primeiro estado excitado do projétil (1 fônon).

deformação de 0,355. Nota-se, na fig. 4.10, que a inclusão desse estado no cálculo provoca uma deformação na estrutura da distribuição de barreira nas energias mais elevadas, sem no entanto explicar a sua forma geral.

### 4.3.3 Excitações inelásticas do alvo:

Em seguida, iniciou-se a fase de acoplamentos dos estados excitados do alvo, incluindo em primeiro lugar a excitação inelástica do  $^{92}\text{Mo}$  (primeiro estado excitado), que possui energia de excitação de 1.509 MeV, [46] com o valor tabelado de  $\beta_2 = 0.105$ , com 1 e 2 fônons. Para esse valor de parâmetro de deformação o acoplamento mostrou não ser sensível ao acoplamento de fônons, mesmo incluindo 3 ou 4 fônons. As figuras 4.11 e 4.12 mostram acoplamento de 1 e 2 fônons. Foi realizado ainda um cálculo incluindo excitação do projétil, que não teve bom resultado, levando a uma completa deterioração na forma da distribuição de barreiras.

Distribuição de Barreiras

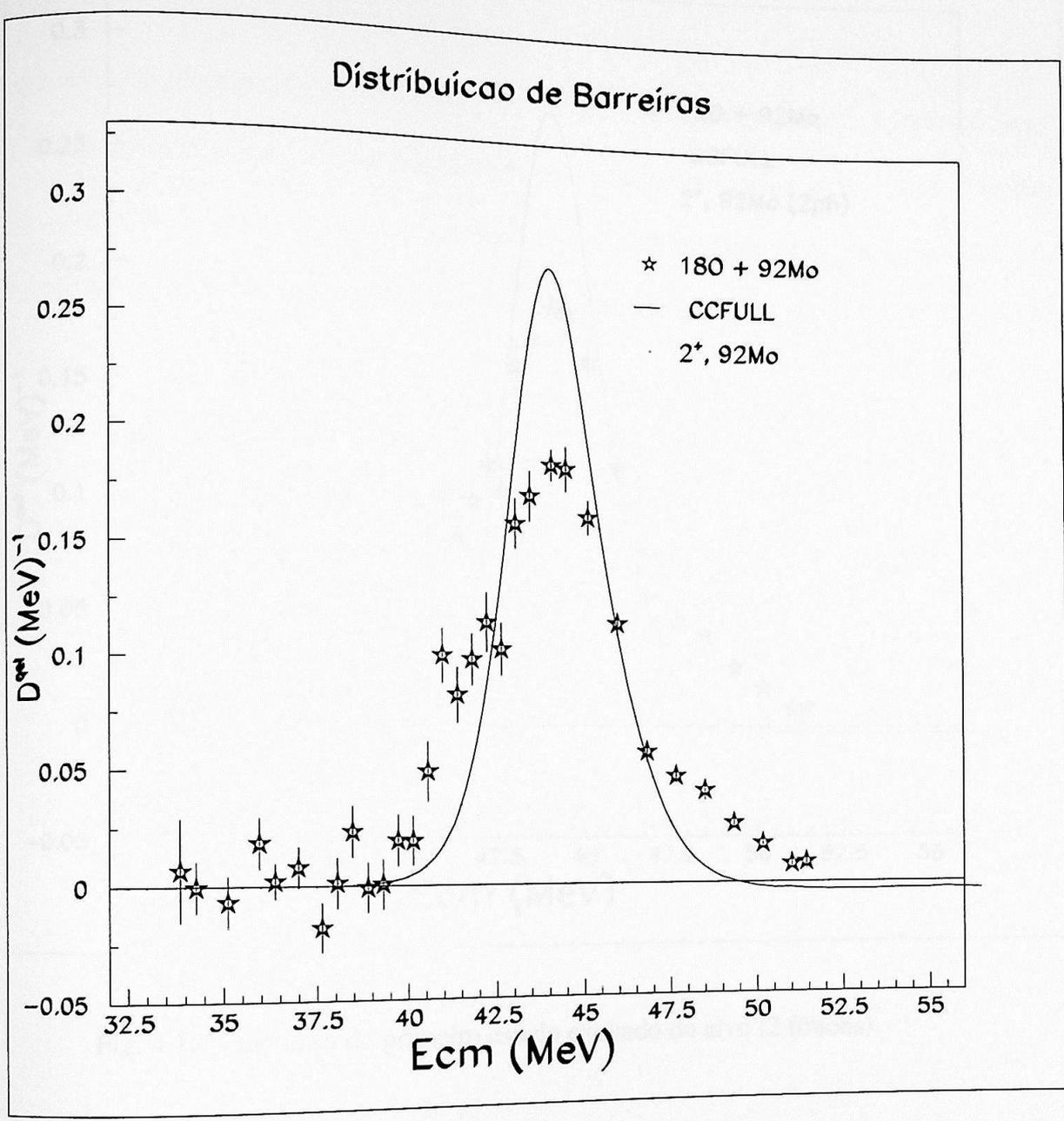


Fig. 4.11 – Inclusão do primeiro estado excitado do alvo (1 fônon).

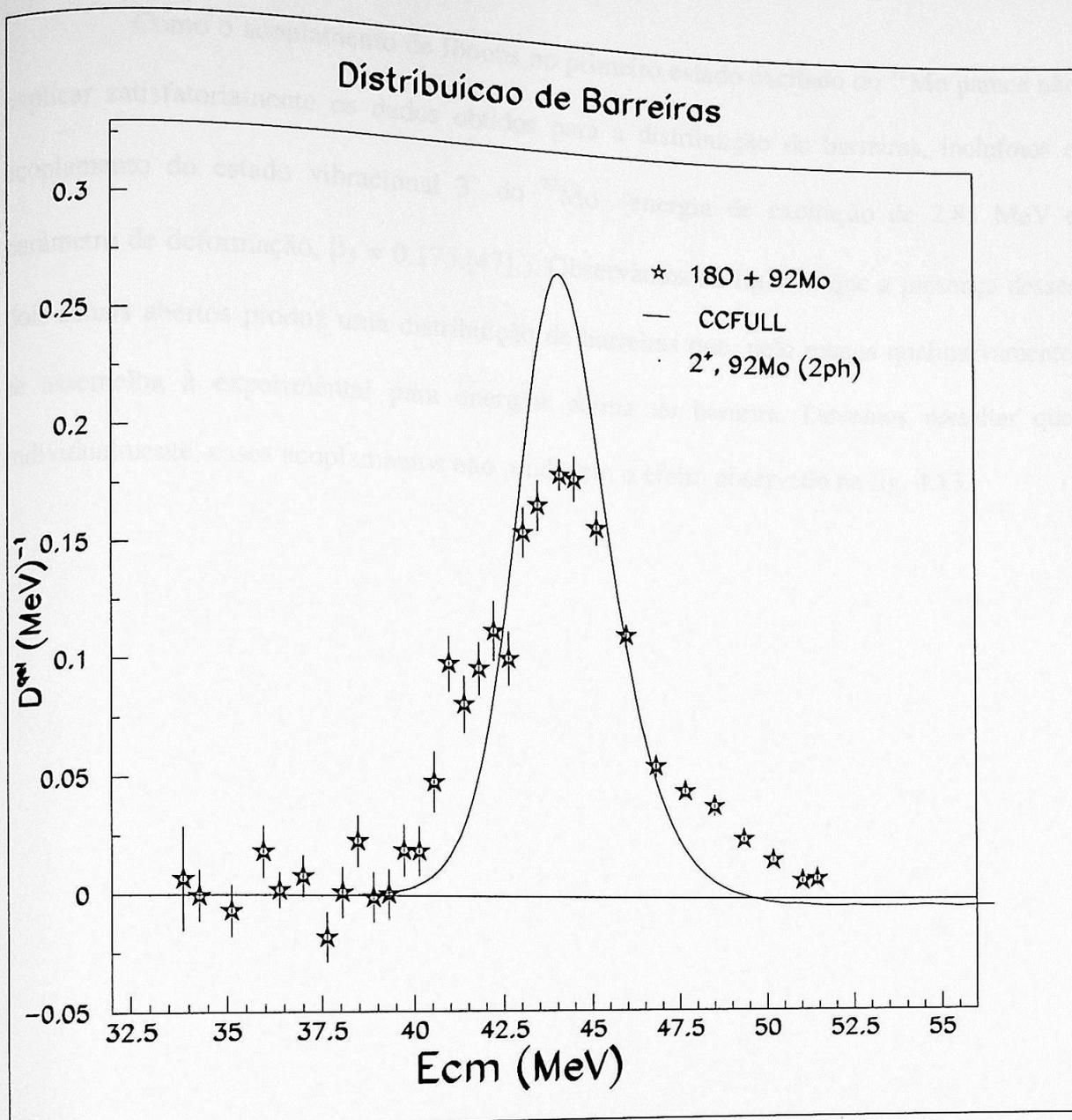


Fig. 4.12 – Inclusão do primeiro estado excitado do alvo (2 fônons).

Como o acoplamento de fônons no primeiro estado excitado do  $^{92}\text{Mo}$  parece não explicar satisfatoriamente os dados obtidos para a distribuição de barreiras, incluímos o acoplamento do estado vibracional  $3^-$  do  $^{92}\text{Mo}$ , (energia de excitação de 2.85 MeV e parâmetro de deformação,  $\beta_3 = 0.175$ , [47]). Observamos na fig.4.13 que a presença desses dois canais abertos produz uma distribuição de barreiras que, pelo menos qualitativamente, se assemelha à experimental para energias acima da barreira. Devemos ressaltar que, individualmente, esses acoplamentos não produzem o efeito observado na fig. 4.13.

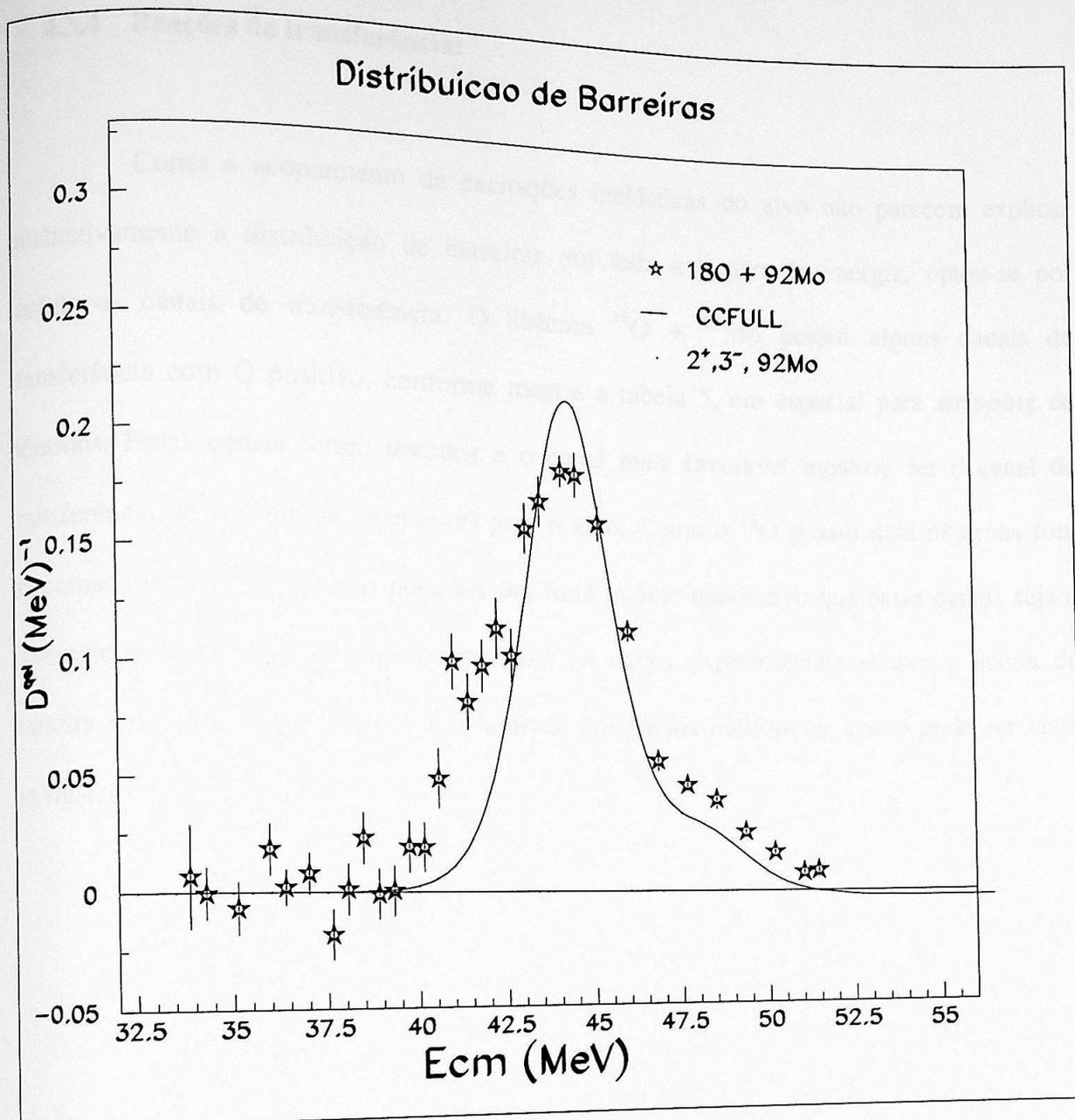


Fig. 4.13 – Cálculo de canais acoplados incluindo efeitos de vibração de quadrupolo e octupolo do alvo.

#### 4.3.4 Reações de transferência:

Como o acoplamento de excitações inelásticas do alvo não parecem explicar qualitativamente a distribuição de barreiras em toda a região de energia, optou-se por incluir os canais de transferência. O sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  possui alguns canais de transferência com Q positivo, conforme mostra a tabela 5, em especial para *stripping* de nêutrons. Esses canais foram testados e o canal mais favorável mostrou ser o canal de transferência de 2 nêutrons (*stripping*) para o alvo. Como o  $^{18}\text{O}$  possui dois nêutrons fora da camada fechada, N=8, esse pode ser um forte indício qualitativo que esses canais sejam favorecidos. Esse ajuste mostrou reproduzir os dados experimentais abaixo e acima da barreira simultaneamente, sem o acoplamento dos canais inelásticos, como pode ser visto na fig.4.14.

**Canais de transferência mais prováveis** **Q(MeV)**

---

$^{92}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{O})^{90}\text{Mo}$	-11.216
$^{92}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{94}\text{Mo}$	5.559
$^{92}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C})^{96}\text{Ru}$	-4.535
$^{92}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{N})^{96}\text{Tc}$	-4.633
$^{92}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{93}\text{Mo}$	0,025
$^{92}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{19}\text{O})^{91}\text{Mo}$	-8.717
$^{92}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{19}\text{N})^{91}\text{Tc}$	-27.464
$^{92}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{N})^{90}\text{Tc}$	-38.146
$^{92}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})^{88}\text{Zr}$	4.060
$^{92}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{90}\text{Zr}$	8.222
$^{92}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{21}\text{Ne})^{89}\text{Zr}$	3.013

Tabela 5 : Canais de transferência mais prováveis para a reação  $^{18}\text{O}+^{92}\text{Mo}$ .

### Distribuição de Barreiras

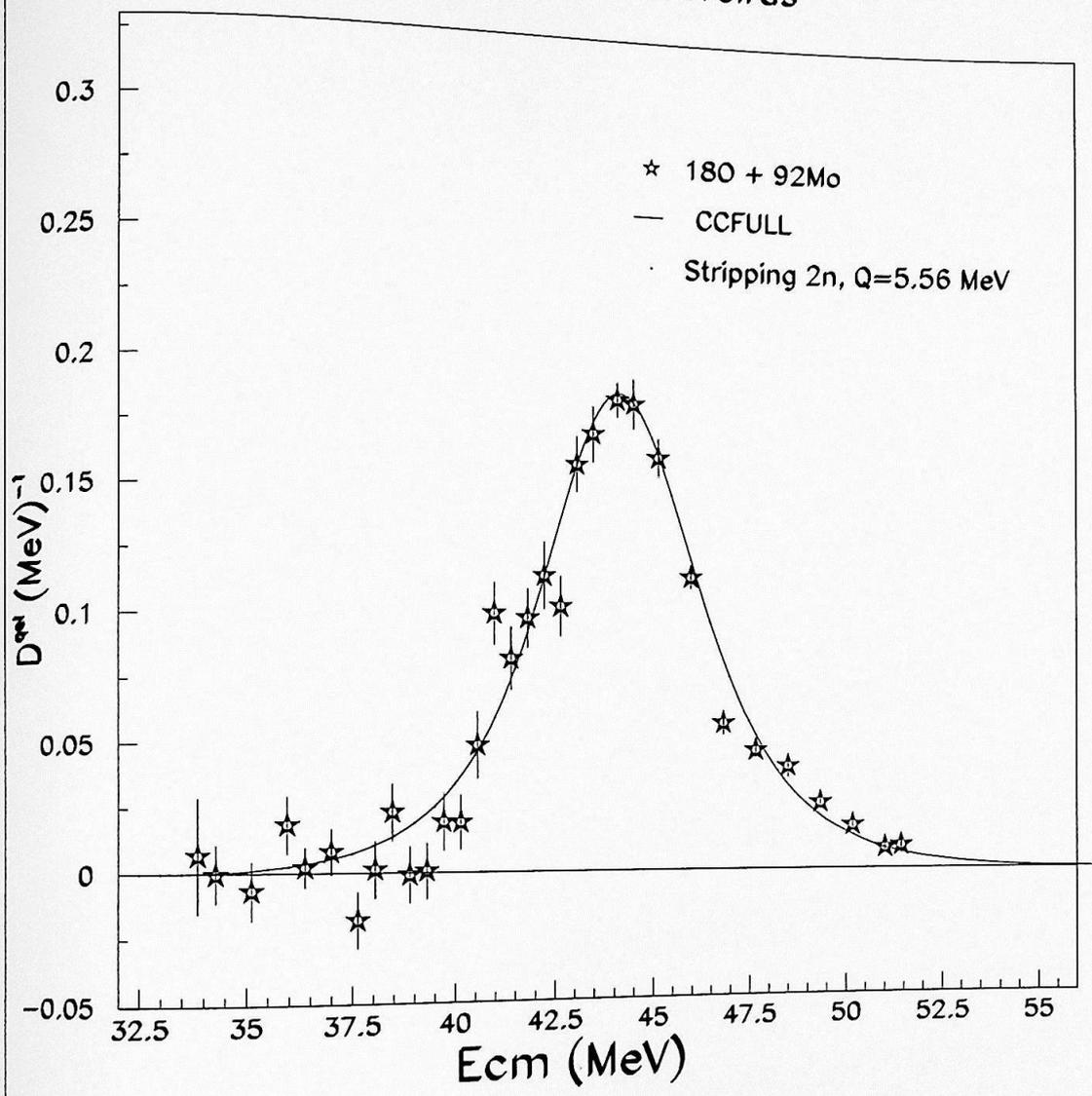


Fig. 4.14 – Cálculo de canais acoplados incluindo somente transferência de 2 nêutrons (*stripping*). Os parâmetros de potencial são :  $V=300$  MeV,  $r_0 = 1.18$  fm e  $a_0 = 0.44$  fm.

Capítulo 3

Discussão dos resultados

## Capítulo 5

### Discussão dos resultados

A análise comparativa das distribuições de barreira experimentais obtidas para os dois sistemas com cálculos de canais acoplados evidenciou diferenças peculiares entre os mecanismos de reação determinantes em cada sistema. Em primeiro lugar, no caso  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ , salientou-se o acoplamento aos canais inelásticos, em especial ao efeito de vibração de octupolo do alvo, que se mostrou determinante na parte acima da barreira. Além disso, o canal de transferência de uma partícula alfa (*stripping*), com valor de Q negativo aparece claramente como um efeito a ser considerado nas energias mais elevadas.

No caso do sistema  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ , que possui canais de transferência de nêutrons com Q positivo, o efeito da transferência de 2 nêutrons para o alvo é significativa, em especial se levarmos em conta que esses dois nêutrons pertencem a camada de valência do  $^{18}\text{O}$ , ou seja, estão fora da camada fechada. Do ponto de vista da estrutura nuclear, podemos fazer um paralelo interessante dos nossos sistemas com dois outros da literatura, que foram medidos, inclusive, com a mesma técnica, e que possuem características semelhantes tanto com relação a canais de transferência de nêutrons, quanto a excitações inelásticas: são os sistemas  $^{40}\text{Ca} + ^{90,96}\text{Zr}$  [4,5]. Nesse caso, como o projétil  $^{40}\text{Ca}$  é um núcleo duplamente “mágico” e a sua influência sobre a fusão seria pequena; ambos os núcleos  $^{90,96}\text{Zr}$  têm estruturas similares com estados coletivos  $2^+$  e  $3^-$ . Como a principal diferença entre as duas reações é o valor de Q na transferência de nêutrons, seus efeitos devem ser claros.

Um “*enhancement*” da fusão relativamente grande é observado para a reação  $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$  em baixas energias. A distribuição de barreiras do  $^{40}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$  mostra picos bem definidos sendo qualitativamente diferente do  $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$ , semelhantes aos nossos sistemas.

A estrutura da distribuição de barreiras e a função de excitação para a reação  $^{40}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$  poderia ser explicada em termos do acoplamento de excitações de fônons simples e duplos do  $^{90}\text{Zr}$ , mas esses acoplamentos não explicam a fusão do  $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$ .

Como nenhum outro canal inelástico pode modificar esse quadro, as diferenças foram atribuídas ao forte acoplamento para canais de transferência múltipla de nêutrons na reação de  $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$  onde os valores de  $Q$  são positivos.

Conforme pode ser visto nas tabelas 6 e 7, existem muitas semelhanças entre os nossos sistemas e os sistemas discutidos acima. Em primeiro lugar, temos, como no caso do  $^{40}\text{Ca}$ , um projétil duplamente mágico, o  $^{16}\text{O}$ , e foi mostrado que o acoplamento da vibração de octupolo do projétil leva ao mesmo resultado nos dois casos. Paralelamente, no sistema  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ , como no caso do  $^{40}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$ , todos os canais de transferência de nêutrons apresentam  $Q$ 's negativos. Para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  e  $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$ , ocorrem canais de transferência de nêutrons com  $Q$ 's positivos e valores similares, sendo que no nosso caso são para *stripping* de nêutrons.

Do ponto de vista dos acoplamentos de canais de reação, ambos os sistemas,  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  e  $^{40}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$  apresentam distribuições de barreiras compatíveis com acoplamentos dos estados vibracionais de quadrupolo e octupolo dos alvos. Além disso, os outros dois sistemas  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  e  $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$  tem suas distribuições de barreiras determinadas fortemente pela transferência de nêutrons.

Isótopos	$J\pi$	E(keV)	B(E $\lambda$ )	$\beta$
16O	2+	6917	0,004	0,362
	3-	6129	0,0011	
18O	2+	1982	0,004	0,733
	3-	5097	0,0005	0,355
40Ca	2+	3904	0,0096	0,122
	3-	3736	0,0126	0,339
90Zr	2+	2186	0,063	0,091
	3-	2749	0,055	0,147
96Zr	2+	1750	0,055	0,081
	3-	1897	0,183	0,27
92Mo	2+	1509	0,097	0,105
	3-	2849	0,0706	0,175

Tabela 6 - Energia de excitação (E), probabilidade de transição (B(E $\lambda$ )), e parâmetro de deformação dos núcleos envolvidos nas reações. (Obs.: B(E2) em unidades de e2b2, e B(E3) em unidades de e2b3.

Valores de Q para transferência de nêutrons (MeV)

	40Ca+90Zr	40Ca+96Zr	16O+92Mo	18O+92Mo
Strip. 1n	-8,44	-10,06	-7,59	*0,025
Strip. 2n	-13,1	-16,95	-11,14	*5,56
Pickup 1n	-3,6	*0,508	-8,529	-8,71
Pickup 2n	-1,44	*5,52	-10,59	-11,21

Tabela 7 - Comparação dos canais de transferência de nêutrons dos 4 sistemas comparados.

## Conclusões

Este estudo investiga a organização de nucleos em regiões próximas à barreira Cristaliniana. O comportamento do movimento relativo dos nucleos em seus eixos de inércia de interesse pode ser compreendido como o principal mecanismo para existência das distribuições de barreiras de inércia.

Um novo método para representar essas distribuições de barreiras foi utilizado. A nova técnica foi baseada em métodos de aproximação de funções de distribuição de barreiras para se obter a função de distribuição das barreiras de inércia. As distribuições de barreiras são calculadas a partir da distribuição de barreiras de inércia. A técnica foi aplicada para a distribuição de barreiras de inércia de nucleos em regiões próximas à barreira Cristaliniana. Os resultados mostram que a distribuição de barreiras de inércia é mais ampla e deslocada para valores maiores de barreiras de inércia em comparação com a distribuição de barreiras de inércia de nucleos em regiões distantes da barreira Cristaliniana.

## Capítulo 6

## Conclusões

Este estudo investiga a organização de barreiras de inércia em regiões próximas à barreira Cristaliniana. Os resultados mostram que a distribuição de barreiras de inércia é mais ampla e deslocada para valores maiores de barreiras de inércia em comparação com a distribuição de barreiras de inércia de nucleos em regiões distantes da barreira Cristaliniana.

## Conclusões

Este estudo investigou o espalhamento de núcleos em energias próximas à barreira Coulombiana. O acoplamento do movimento relativo dos núcleos com seus graus de liberdade internos pode ser interpretado como o principal responsável pela existência das distribuições de barreiras de fusão.

Um novo método para representar essas distribuições de barreira foi utilizado. A nova técnica foi baseada na medida do espalhamento quase-elástico em ângulos traseiros para se obter a função de excitação, das quais as representações das distribuições de barreira são extraídas através de diferenciação com relação à energia. A técnica foi investigada experimentalmente para as reações  $^{16,18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ . Nesse caso a técnica mostrou ser totalmente aplicável com bons resultados. Foi demonstrado através de cálculos de canais acoplados que os graus de liberdade internos atuam dramaticamente na forma da distribuição de barreiras de fusão. Ficou claro, em especial na reação  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ , a influência dos graus de liberdade internos do alvo, no caso, os dois primeiros estados vibracionais excitados do  $^{92}\text{Mo}$  ( $2^+$  e  $3^-$ , quadrupolo e octupolo, respectivamente). Além disso a transferência de uma partícula alfa para o alvo define melhor a estrutura da distribuição de barreiras quando ela é introduzida no cálculo de canais acoplados. Na reação  $^{18}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  ficou claro que a transferência de 2 nêutrons do projétil para o alvo provoca uma deformação na estrutura da distribuição de barreira em baixas energias e tem fundamental importância para se explicar a forma mais geral da distribuição de barreiras.

## Referências

- [1] N. Rowley, G. R. Satchler, P. H. Stelson, Phys. Lett. B, **254**, number 1,2 (1991)
- [2] N. Rowley, Nucl. Phys. A **630** (1998) 67c-77c
- [3] H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. C. Lemmon, J. C. Mein, C. R. Morton, J. Newton, N. Rowley, G. Montagnoli, F. Scarlassara, G. F. Segato, J. Phys. G, Nucl. Part. Phys. **23** (1997) 1175-1181
- [4] H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. C. Lemmon, J. C. Mein, C. R. Morton, J. Newton, N. Rowley, G. Montagnoli, F. Scarlassara, Nucl. Phys. A **633** (1998) 421-445
- [5] H. Timmers et al., Phys. Lett. B **399** (1997) 35-39
- [6] D. Ackermann, Acta Physica Polonica B **26** (1995) 517-526
- [7] N. Keeley et al., Nucl. Phys. A **628** (1998) 1-16
- [8] A. M. Stefanini et al., Phys. Rev. C **62** (2000) 014601
- [9] J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. C. Mein, C. R. Morton, R. C. Lemmon, J. P. Lestone, J. Newton, H. Timmers, J. X. Wei, N. Rowley, Phys. Rev. C, **52**, Number 6, (1995)

- [10] A. T. Kruppa, P. Romain, M. Nagarajan, N. Rowley, Nucl. Phys. A **560** (1993) 845-862
- [11] P. H. Stelson, Phys. Lett. B, **205** (1988) 190-194
- [12] N. Rowley et al., Phys. Lett. B, **282** (1992) 276-280
- [13] R. Lindsay, N. Rowley, J. Phys. G **10** (1984) 805-822
- [14] H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. C. Lemmon, J. C. Mein, C. R. Morton, J. Newton, N. Rowley, Nucl. Phys. A **584** (1995) 190-204
- [15] M. Dasgupta, D. J. Hinde, N. Rowley, A. M. Stefanini – Ann. Rev. Nuc. Part. Sci. , 1998 , 401-461
- [16] C. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 766
- [17] A. G. Camacho, E. M. Quiroz, T. Udagawa, Nucl. Phys. A **635** (1998) 346-360
- [18] N. Keeley, J. S. Lilley, J. Wei, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. R. Leigh, J. C. Mein, C. R. Morton, H. Timmers, N. Rowley, Nucl. Phys. A **628** (1998) 1-16
- [19] N. Rowley, H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. C. Mein, C. R. Morton, J. Newton, Phys. Lett. B **373** (1996) 23-29

- [20] L. Corradi, S. Beghini, G. Montagnoli, G.F. Segato, D. Ackermann, L. Corradi, C.J. Lin, A.M. Stefanini, L.F. Zheng, Nucl. Phys. A **654** (1999) 849c-854c
- [21] D. Ackermann, P. Bednarczyk, L. Corradi, D.R. Napoli, C.M. Petrache, P. Spolaore, A. M. Stefanini, K.M. Varier, H. Zhang, F. Scarlassara, S. Beghini, G. Montagnoli, L. Müller, G.F. Segato, F. Soramel, C. Signorini, Nucl. Phys. A **609** (1996) 91-107
- [22] H. Esbensen, S. Landowne, Oak Ridge Publication, 1986
- [23] J.C. Pacheco, N. Vinh Mau, Nucl. Phys. A **669** (2000) 135-149
- [24] J.E. Testoni, O. Dragan, H. Massmann, M.R. Spinella, Nucl. Phys. A **669** (2000) 173-195
- [25] K. Hagino, S. Kwcyak, N. Takigawa, Phys. Rev. C, **57**, (1998), 1349-1360
- [26] C.R. Morton, C. Berriman, M. Dasgupta, D.J. Hinde, J.O. Newton, K. Hagino, I.J. Thompson, Phys. Rev. C, **60**, 044608
- [27] L.C. Vaz, J.M. Alexander, G.R. Satchler, Phys. Rep., **5**(1981), 373-399
- [28] G. Royer, C. Normand, E. Druet, Nucl. Phys. A **634**(1998) 267-283

- [29]K.Hagino,N.Rowley,A.T.Kruppa ,Comp. Phys.Comm. **123**(1999) 143-152
- [30]M.Benjelloun,W.Galster,J.Vervier,Nucl. Phys. A,**560** (1993) 715-732
- [31]J.D.Bierman,P.Chan,J.F.Liang,M.P.Kelly,A.A.Sonzogni,R.Vandenbosch,Phys.Rev. Lett., **76**, number (1996)
- [32]A.B.Balantekin,S.E.Konin,J.W.Negele,Phys. Rev. C, **28**,(1983)
- [33]M.Beckerman,Phys. Rep.,**3**(1985) 145-223
- [34]D.Pereira,J.C. Acquadro,O . Sala,N.D.Vieira,Revista Brasileira de Física, **8**, 1978
- [35]F.Scarlassara,S.Beghini,G.Monteagnoli,G.F.Segato,D.Ackermann,L.Corradi,C.J.Lin,A. M.Stefanini,L.F.Zheng, Nucl.Phys. A **672**(200) 99-110
- [36]K.E.Rehm,Ann.Rev.Nuc.Part.Sci.**41**(1991) 429-468
- [37]W.Reisdorf, J.Phys.G,**20**(1994) 1297-1353
- [38]R.C.Lemmon et al.,Phys.Let.B **316**(1993) 32-37
- [39]J.R.Leigh et al.,Phys.Rev.C **47**(1993) 437-440

- [40] M. Dasgupta et al., J. Phys. G, **23**(1997) 1491-1496
- [41] F. Scarlassara et al., Nucl. Phys. A **672**(2000) 99-110
- [42] C. R. Morton et al., Phys. Rev. C **60**(1999) 044608
- [43] O. A. Capurro et al., Phys. Rev. C, **62**(2000) 014613
- [44] M. Dasgupta et al., Nucl. Phys. A **539**(1992) 351-369
- [45] M. Dasgupta et al., Nucl. Phys. A **630**(1998) 78-91
- [46] S. Raman et al., Atomic and Nuclear Data Tables, **36**(1987) 1-96
- [47] R. H. Spear, Atomic and Nuclear Data Tables, **42**(1989) 55-104
- [48] R. V. Ribas, Manual do VaxPak, IFUSP, (1994)